Filozofia Nauki
Rok VIII, 2000, Nr 1(29)

Jerzy Gołosz

O tzw. argumencie dziury*

WSTĘP

Celem niniejszego artykułu jest analiza argumentu dziury, odkrytego przez Einsteina[1] w 1913 r. i rozwiniętego przez Earmana i Nortona w latach 80-ych.[2] O trudnościach, jakie sprawia interpretacja tego argumentu, najlepiej może świadczyć fakt, że praca nad nim zajęła Einsteinowi dwa lata. Einstein kierował swój argument przeciwko ogólnej współzmienniczości równań pola, dopóki w 1915 r. nie uznał, że jest on błędny. Inaczej oceniają ten argument Earman i Norton, zdaniem których argument ten jest skuteczny, jeśli założymy substancjalność czasoprzestrzeni. Ma on pokazywać, według nich, że nie jest możliwe pogodzenie substancjalizmu z determinizmem. W odróżnieniu od Einsteina Earman i Norton nie chcą go jednak kierować przeciwko ogólnie współzmienniczej formie równań pola, a przeciwko ontologicznej tezie o substancjalności czasoprzestrzeni. Dla Earmana jest to przy tym na tyle poważny argument, że zdecydował się pod jego wpływem odrzucić substancjalizm, którego

* Autor pragnie podziękować Prof. Józefowi Miśkowi oraz Ks. Prof. Michałowi Hellerowi za cenne uwagi dotyczące omawianych w niniejszym artykule tematów.

[1] Argument dziury przedstawił Einstein w czterech pacach (dwie ostatnie napisane wspólnie z M. Grossmannem): „Principielles zur verallgemainerten Relativitätstheorie", *Physikalische Zeitschrift*, 15 (1914), s. 176—180; „Die Formale Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie", *Sitzungsberichte der Preussischen Akademie der Wissenschaften*, (1914), „Entwurf einer verallgemainerten Relativitätstheorie und einer Theorie der Gravitation", *Zeitschrift für Mathematik und Physik*, 62 (1913), s. 225—261; „Kovarianzeigenschaften der Feldgleichungen der auf die verallgemainerten Relativitätstheorie gegrundeten Gravitationstheorie", *Zeitschrift für Mathematik und Physik*, 63 (1914), s. 215—225. Por. również Einstein (1933), s. 10—11; Kopczyński, Trautman (1981), rozdz. XI; Stachel (1986), s. 1859; Maudlin (1990), s. 555—561; Earman (1989), s. 175—177, 186—189.

[2] Earman, Norton (1987); Earman (1986a, 1989).

zdecydowanym zwolennikiem pozostawał wcześniej przez długie lata. Argumentację Earmana i Nortona będę chciał przeanalizować w drugiej części pracy. W części trzeciej będę chciał przedstawić różne możliwe reakcje na argument dziury oraz pokazać, że wnioski, do których dochodzą Earman i Norton, nie są bynajmniej nieuchronne. Wcześniej, w części pierwszej, chciałbym przedstawić argument dziury w jego oryginalnej, einsteinowskiej wersji.

1. EINSTEINA ARGUMENT DZIURY

Na problem, który doprowadził go do odkrycia argumentu dziury, Einstein natknął się w trakcie swojej pracy nad równaniami pola. Einstein zastanawiał się wówczas, czy równania te mogą mieć tensorowy, czyli ogólnie współzmienniczy charakter. Był on przekonany, że rozkład energii-masy (w postaci tensora napięć-energii T^{ik}) powinien determinować tensor metryczny g_{ik}. Aby sprawdzić, czy postulowane przez niego tensorowe równania pola spełniają ten warunek, rozważał taką oto możliwą sytuację, w której mamy pewien pusty ($T^{ik}=0$) obszar H czasoprzestrzeni («dziurę») i zastanawiał się, czy metryka wewnątrz tego obszaru jest jednoznacznie wyznaczona przez T^{ik}. Ponieważ równania pola są ogólnie współzmiennicze, dla dowolnej transformacji d, będącej odwzorowaniem dyfeomorficznym,[3] jeżeli tylko model $\langle M, g, T\rangle$ (gdzie M jest rozmaitością różniczkową[4]) jest rozwiązaniem równań pola, rozwiązaniem będzie również $\langle M, g', T'\rangle$, otrzymany w wyniku zastosowania transformacji d do tego modelu. Możemy wybrać transformację d w taki sposób, aby była identycznością na zewnątrz H, a nie była identycznością wewnątrz H (obie składowe d muszą się łączyć w sposób gładki na brzegach H). Wówczas ze względu na to, że $T^{ik}=0$ wewnątrz H, tensor T'^{ik} również musi znikać wewnątrz H, czyli równość $T'^{ik} = T^{ik}$ zachodzi na całej rozmaitości. Otrzymujemy zatem dwa rozwiązania równań pola $\langle M, g, T\rangle$ i $\langle M, g', T\rangle$, które mają ten sam tensor T^{ik} w całej czasoprzestrzeni, różnią się zaś metryką wewnątrz H, tzn. wewnątrz H mamy

---

[3] Odwzorowanie nazywamy *odwzorowaniem dyfeomorficznym* (*dyfeomorfizmem*), jeżeli jest różniczkowalną w sposób ciągły bijekcją, taką że odwzorowanie odwrotne też jest różniczkowalne w sposób ciągły. Earman i Norton (1987), podobnie zresztą jak np. Maudlin (1989), Butterfield (1987, 1989) czy Earman (1986a, 1989), używają terminu „dyfeomorfizm" wyłącznie dla odwzorowań punktowych (aktywnych) z jednej rozmaitości na drugą $d: M \to M'$, przypisujących każdemu punktowi $p \in M$ jego obraz $d(p) \in M'$. Ponieważ jednak takiej jednoznaczności nie ma w pracach z zakresu fizyki, gdzie dyfeomorfizm bywa często rozumiany biernie jako transformacja współrzędnych (np. Kopczyński, Trautman (1981)), z drugiej zaś strony każdemu odwzorowaniu punktowemu odpowiada pewna (bierna) transformacja współrzędnych (por. Wald (1984), s. 394, oraz przypis 8 mojej pracy), dla uniknięcia nieporozumień — tam gdzie to jest konieczne — będę dodawał, czy chodzi o dyfeomorfizm rozumiany aktywnie, czy też — biernie. Einstein, o czym piszę dalej, w swojej argumentacji z lat 1913—1914 stosował dyfeomorfizm w interpretacji aktywnej.

[4] Definicję rozmaitości różniczkowej znaleźć można np. w: Hawking, Ellis (1973); Kopczyński, Trautman (1981).

(1) $$g'(x) \neq g(x),$$

gdzie g i g' są funkcjami tego samego punktu w tym samym układzie współrzędnych, tzn. zmienne x po obu stronach równania otrzymują te same numeryczne wartości. Przyjmując, że oba rozwiązania odnoszą się do tego samego układu współrzędnych, Einstein stosował tym samym w powyższym rozumowaniu aktywną interpretację transformacji *d*.

Wynik ten znaczy, przy przyjętych założeniach ogólnej współzmienniczości równań pola oraz jej aktywnej interpretacji, że tensor T^{ik} nie wyznacza jednoznacznie metryki g oraz pociąga jako swoją oczywistą konsekwencję indeterminizm; stan układu na zewnątrz H nie determinuje stanu układu wewnątrz H. Einstein początkowo winą za ten brak determinacji obarczał przyjętą ogólną współzmienniczość równań pola. Jednakże po dwóch latach zmagań z tym problemem w 1915 r. uznał ponownie, że równania pola muszą być ogólnie współzmiennicze i nie prowadzi to bynajmniej do złamania determinizmu, gdyż wszystkie doświadczenia fizyczne mają sprowadzać się do badania koincydencji zdarzeń punktowych, zachodzących w tym samym miejscu i w tym samym czasie, a dyfeomorfizmy zachowują takie koincydencje.

Poglądy Einsteina na ten problem w następnych latach ewoluowały, jak zauważa Earman ((1989), s. 188—189), od dającego się zauważyć w przedstawionym rozumowaniu wąsko pozytywistycznego widzenia rzeczywistości fizycznej — w kierunku poglądu, zgodnie z którym istotną rolę zaczynają pełnić pola fizyczne, szczególnie pole tensora metrycznego. I tak w pracy ((1933), s. 10), dającej opis powstawania ogólnej teorii względności (OTW), Einstein pisał:

> Istotne fizyczne znaczenie przysługuje tylko metryce Riemanna, nie współrzędnym ani ich różnicom. Wraz z tą ideą została znaleziona umożliwiająca pracę podstawa dla ogólnej teorii względności.

Podobne twierdzenia znaleźć można w napisanym w 1952 r. dodatku do piętnastego wydania *Relativity. The Special and General Theory* (Einstein (1961), s. 155):

> Jeżeli wyobrazimy sobie, że zostaje usunięte pole grawitacyjne, tzn. funkcje g_{ik}, nie pozostaje wówczas przestrzeń typu (I) [czasoprzestrzeń Minkowskiego], ale absolutnie *nic*, nie pozostaje nawet «topologiczna przestrzeń». Bowiem funkcje g_{ik} opisują nie tylko pole, ale również jednocześnie topologiczne i metryczne własności strukturalne rozmaitości. Przestrzeń typu (I), oceniana z punktu widzenia ogólnej teorii względności, nie jest przestrzenią bez pola, ale specjalnym przypadkiem pola g_{ik}, dla którego — w zastosowanym układzie współrzędnych, który sam w sobie nie ma obiektywnego znaczenia — funkcje g_{ik} mają wartości, niezależące od współrzędnych. Nie istnieje coś takiego, jak pusta przestrzeń, tj. przestrzeń bez pola. Czasoprzestrzeń nie posiada samodzielnej egzystencji, a tylko [egzystencję] jako strukturalna własność pola.

Ostatnie zdanie z cytatu wskazuje na to, że Einstein zdaje się opowiadać za negującym substancjalizm traktowaniem czasoprzestrzeni jako własności (strukturalnej) świata fizycznego, rozumianego szeroko z uwzględnieniem pól fizycznych.

2. EARMANA—NORTONA ARGUMENT DZIURY

Einsteinowski argument dziury z lat 1913—1914 pociąga za sobą — jeżeli zechcemy uznać jego poprawność — dwie konsekwencje: niezdeterminowanie metryki *g* przez tensor napięć-energii *T* oraz indeterminizm. Właśnie ta druga konsekwencja zainteresowała Earmana i Nortona, i z jej to powodu powrócili oni w 1986 r. do Einsteinowskiego pomysłu. Obaj wymienieni autorzy uważają — co będę chciał pokazać — że teoriom ogólnie współzmienniczym można przypisać indeterminizm wówczas, gdy zakłada się substancjalność czasoprzestrzeni. Earman analizował ten sam problem również w dwóch innych pracach (1986a, 1989), przy czym ostatnia z nich zawiera również odpowiedź na krytykę, z jaką spotkała się argumentacja Earmana i Nortona, zawarta w artykułach z lat 1986, 1987.

Przedstawiając własną wersję argumentu dziury Earman i Norton przyjmują dwa istotne założenia dotyczące metafizycznego statusu czasoprzestrzeni, które potem Earman powtarza w swoich pracach (1986a, 1989). Zakładają oni mianowicie, że:

1) czasoprzestrzeń jest substancją;
2) czasoprzestrzeń jest identyczna z «gołą» rozmaitością różniczkową *M*, tzn. własnościami esencjalnymi punktów czasoprzestrzeni są własności topologiczne i różniczkowe, a nie są — własności metryczne.[5] Pola fizyczne, takie jak pole tensora metrycznego *g* czy pole tensora napięć-energii *T*, są zawarte w czasoprzestrzennym «pojemniku».

Earman ((1989), s. 180) próbował osłabić powyższe założenia twierdząc, że aby argument dziury mógł działać, nie jest konieczne zakładanie substancjalizmu. Wystarczy w tym celu założyć atrybutywizm, tzn. ontologię pośrednią pomiędzy substancjalizmem i relacjonizmem. Zgodnie z tym stanowiskiem punkty czasoprzestrzeni nie mają statusu indywiduów, są natomiast nieredukowalnymi, monadycznymi własnościami czasoprzestrzennej lokalizacji obiektów. Będę chciał jednak pokazać w dalszej części pracy (§ 3.2), że przy takich założeniach argument ten przestaje być skuteczny.

Problem, jaki pojawia się w związku z przyjętym przez Earmana i Nortona ogólnym założeniem substancjalności czasoprzestrzeni (1), to kwestia jak rozumieć tę substancjalność. Autorzy uważają, że aby można było przeprowadzić konstrukcję dziury, wystarcza pewien warunek minimum, który musi być spełniany, ich zdaniem, przez wszystkie możliwe postacie substancjalizmu. Warunek ten autorzy nazywają „probierzem substancjalizmu" i wywodzą go od Leibniza. Wygląda on następująco: Jeżeli wszystko w świecie byłoby przesunięte, powiedzmy, o trzy metry na wschód, zachowując wszystkie relacje pomiędzy ciałami, to czy otrzymalibyśmy inny świat? „Substancjalista musi odpowiedzieć tak, ponieważ wszystkie ciała w świecie mają teraz inne lokalizacje przestrzenne" ((1987), s. 521).

Założenie (2) dostarcza dalszego uszczegółowienia sensu, w jakim obaj autorzy rozumieją substancjalność czasoprzestrzeni. Głównym powodem, dla którego, zda-

[5] Earman, Norton (1987), s. 518—519; Earman (1989), s. 180, 201.

niem Earmana i Nortona, jeśli stoimy na stanowisku substancjalizmu, musimy uznać, że to «goła» rozmaitość M reprezentuje czasoprzestrzeń, jest to, że w tensor metryczny w OTW wcielone jest pole grawitacyjne. W ten sposób pole tensora metrycznego, podobnie jak inne pola fizyczne, staje się nośnikiem energii i pędu, reprezentowanych przez pseudo-tensor napięć-energii pola grawitacyjnego. „Pseudo-tensorowa natura tej wielkości sprawia, że jej status staje się problematyczny. Niemniej jednak wciąż jeszcze można uważać, że energia i pęd są niesione przez metrykę w sposób, który wymusza jej klasyfikację jako części zawartości czasoprzestrzeni" ((1987), s. 519).

Do tego argumentu Earman dodał jeszcze kilka nowych w pracy (1989). Argumenty te będą przedyskutowane łącznie w dalszej części tego rozdziału (§ 3.6) — tej mianowicie części, która będzie poświęcona esencjalizmowi, czyli stanowisku, które pozostając na gruncie substancjalizmu rozszerza listę własności esencjalnych czasoprzestrzeni poza zbiór własności topologicznych i różniczkowych.

Oprócz przedstawionego powyżej założenia dotyczącego metafizycznej natury czasoprzestrzeni Earman i Norton (1987), a następnie sam Earman (1986a, 1989), przyjmują pewne założenia, które ograniczać mają klasę teorii, do których ma się odnosić konstrukcja dziury. Lista warunków, nałożonych na wspomnianą klasę teorii i zaproponowanych przez Earmana i Nortona (1987), zawiera dwie pozycje (pozycje 1° i 2° na przedstawionej niżej liście). W dwóch następnych pracach (1986a, 1989) Earman dołączał jaszcze trzeci (pozycja 3° na liście).[6] Ten trzeci warunek nie jest konieczny do tego, aby argument dziury dał się zastosować do danej teorii, o czym najlepiej świadczyć może fakt jego nieobecności w pracy (1987), a jego rola sprowadza się — jak można sądzić wobec niejasności przedstawienia tej kwestii przez Earmana — do ratowania determinizmu takich tradycyjnie uznawanych za deterministyczne teorii, jak np. newtonowska. Wspomniane trzy warunki, nałożone na teorie, których ma dotyczyć konstrukcja dziury, wyglądają następująco:

1° Muszą to być teorie czasoprzestrzeni, które mają modele postaci $\langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n \rangle$, gdzie M jest rozmaitością różniczkową, O_i są polami obiektów geometrycznych na M, a n pewną dodatnią liczbą całkowitą. Każdy z modeli spełniać musi równania pola w postaci:

$$(2) \qquad O_k = 0\,, O_{k+1} = 0, \ldots, O_n = 0,$$

gdzie k jest dodatnią liczbą całkowitą mniejszą lub równą n, zaś każdy z obiektów O_k, pojawiających się w równaniach pola, jest tensorem.

2° Muszą to być lokalne teorie czasoprzestrzeni, czyli takie, które wyrażone są przez lokalne równania różniczkowe dla obiektów geometrycznych O_i. Warunek lokalności Earman i Norton ((1987), s. 517) wyrażają precyzyjniej w następujący sposób:

Teoria czasoprzestrzeni jest lokalną teorią czasoprzestrzeni, jeżeli spełnia dwa warunki; warunek 1° oraz tzw. warunek pełności (*completeness condition*):

---

[6] Wszystkie trzy warunki Earman przedstawia *explicite* na s. 235 swojej pracy (1986a).

Jeżeli teoria czasoprzestrzeni posiada modele postaci $\langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n\rangle$, które spełniają równania pola (2), wtedy każda (n+1)-tka powyższej postaci spełniająca równania pola jest również modelem teorii.

3° Muszą to być takie teorie, które zakładają „zmienność czasoprzestrzeni w tym sensie, że pola obiektów geometrycznych, które charakteryzują strukturę czasoprzestrzeni, nie są dane *ab initio*, lecz są uważane za obiekty dynamiczne na równi z innymi polami" (Earman (1986a), s. 235).

Chciałbym przedyskutować teraz warunki 1° i 2° oraz wyprowadzić na ich podstawie argument dziury, tak jak to robią Earman i Norton (1987), po czym przejdę do analizy warunku 3° i roli, jaką spełnia ten warunek w późniejszych pracach Earmana (1986a, 1989).

Warunki 1° i 2° nie stanowią, wbrew pozorom, istotnego ograniczenia. OTW jest standardowo przedstawiana w ten sposób, a i — jak zauważają Earman i Norton (s. 517, 518) — szczególna teoria względności (STW) oraz klasyczne teorie czasoprzestrzeni, takie jak elektrodynamika czy kinematyka newtonowska, mogą być sformułowane jako lokalne teorie czasoprzestrzeni w powyższym sensie. I tak np. STW może być przedstawiana jako teoria, która posiada modele postaci $\langle M, g_{ij}, R^i{}_{jkl}\rangle$, gdzie $R^i{}_{jkl}$ jest tensorem Riemanna—Christofella, zaś g_{ij} może być którąkolwiek z wielu możliwych metryk Minkowskiego zdefiniowanych na M, spełniających równania pola postaci:

$$(3) \qquad R^i{}_{jkl}(g) = 0.$$

Z kolei kinematykę newtonowską można przedstawić jako teorię posiadającą modele postaci $\langle M, \Gamma^i{}_{jk}, h^{ij}, t_i, R^i{}_{jkl}, t_{i\|k}, h^{ij}{}_{\|k}, h^{ij}\, t_i\rangle$, gdzie $\Gamma^i{}_{jk}$ jest koneksją afiniczną, h^{ij} i t_i odpowiednio przestrzenną i czasową metryką, $R^i{}_{jkl}$ jest tensorem krzywizny dla danej koneksji $\Gamma^i{}_{jk}$, zaś symbol „$_{\|}$" oznacza pochodną kowariantną ze względu na tą koneksję.

Równania pola mają tutaj postać:[7]

$$(4) \qquad R^i{}_{jkl} = 0, \qquad t_{i\|k} = 0, \qquad h^{ij}{}_{\|k} = 0, \qquad h^{ij}\, t_i = 0.$$

Warunek lokalności 2° gwarantuje, jak pokazują Earman i Norton (s. 520), ogólną współzmienniczość rozpatrywanej klasy teorii, interpretowaną przez nich aktywnie. Ogólna współzmienniczość jest zazwyczaj interpretowana biernie jako niezmienniczość równań danej teorii względem dowolnej transformacji współrzędnych $x^\mu \rightarrow x'^\mu$, która pozwala na opis tej samej sytuacji fizycznej w nowym układzie współrzędnych $\{x'^\mu\}$. Ogólna współzmienniczość interpretowana aktywnie oznacza coś innego (Earman, Norton (1987), s. 520):

Jeżeli $\langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n\rangle$ jest modelem lokalnej teorii czasoprzestrzeni a d jest dyfeomorfizmem (aktywnym) z rozmaitości M na M, to $\langle M, d^*O_1, d^*O_2, \ldots, d^*O_n\rangle$ jest również modelem tej teorii.

---

[7] Tę i inne wersje teorii newtonowskiej oraz elektrodynamikę, sformułowane jako lokalne teorie czasoprzestrzeni, znaleźć można np. w: Friedman (1983), rozdz. III, IV.

Dyfeomorfizm (aktywny) d przypisuje każdemu punktowi $p \in M$ pewien punkt $p' \in M$, $p'=d(p)$. Dyfeomorfizm taki indukuje odwzorowanie d^*, które służy do «przenoszenia» obiektów geometrycznych O_i, takich jak metryka czy tensor napięć-energii, w ten sposób, że obrazy dowolnych punktów $d(p_1)$ i $d(p_2)$ mają takie same własności i relacje wzajemne ze względu na «przeniesione» obiekty geometryczne d^*O_i, jakie mają punkty p_1 i p_2 ze względu na obiekty O_i. Np. interwał pomiędzy punktami $d(p_1)$ i $d(p_2)$ zgodnie z «przeniesioną» metryką $g'= d^*g$ jest taki sam, jak interwał pomiędzy punktami p_1 i p_2 zgodnie z metryką g.[8]

Wspomniana własność dyfeomorfizmu (interpretowanego aktywnie) — polegająca na tym, że zachowuje on własności punktów i relacje pomiędzy nimi — znaczy, że jeżeli np. mamy pewien model $\langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n \rangle$, który opisuje pewien układ ciał, po zastosowaniu transformacji aktywnej w postaci pewnego dyfeomorfizmu d otrzymujemy nowy model $\langle M, d^*O_1, d^*O_2, \ldots, d^*O_n \rangle$, w którym wszystkie ciała zachowują swoje relatywne własności, takie jak względne położenia czy prędkości, czyli taki, który jest nieodróżnialny obserwacyjnie. Z tego też powodu dyfeomorfizm (interpretowany aktywnie) traktują Earman i Norton jako odpowiednik leibnizowskiego przesunięcia wszystkich ciał w przestrzeni bez zmiany ich relatywnych własności, a sam argument dziury jako współczesną wersję argumentu Leibniza.

Jednakże mimo nieodróżnialności obserwacyjnej dwa dyfeomorficzne modele (przy interpretacji aktywnej dyfeomorfizmu i ograniczeniu klasy własności esencjalnych do topologicznych i różniczkowych) różnią się dla substancjalisty czasoprzestrzenną lokalizacją obiektów, która sama w sobie jest nieobserwowalna (obserwowalne są tylko relacje wzajemne obiektów na rozmaitości). Nietrudno np. dobrać dyfeomorfizm d (interpretowany aktywnie) w taki sposób, aby wartość tensora metrycznego w obu tych modelach w tym samym punkcie była inna, tak jak w argumencie Einsteina (nierówność (1)). Zatem dla substancjalisty będą to różne modele, musi on bowiem negować tzw. równoważność Leibniza,[9] zgodnie z którą dwa dyfeomorficzne modele reprezentują tę samą sytuację fizyczną. W przypadku transformacji aktywnej mamy zatem zupełnie inną sytuację niż w przypadku transformacji współrzędnych. W tym ostatnim przypadku nieodróżnialność obserwacyjna dwóch modeli, z których jeden powstaje z drugiego przez zastosowanie transformacji współrzędnych, wynika banalnie stąd, że transformacja współrzędnych nie zmienia samej sytuacji fizycznej, a tylko jej opis.

---

[8] Istnieje prosty związek pomiędzy dyfeomorfizmem punktowym (aktywnym) $d: M \rightarrow M$, a odpowiadającą mu transformacją współrzędnych $x^\mu \rightarrow x'^\mu$; $x'^\mu(p) = x^\mu(d(p))$ dla $p \in M$, czyli transformacja współrzędnych przypisuje nowe współrzędne $\{x'^\mu\}$ punktowi p, które są równe współrzędnym punktu $d(p)$ w starym układzie współrzędnych $\{x^\mu\}$. Składowe tensora d^*O_i w punkcie $d(p)$ w starym układzie współrzędnych $\{x^\mu\}$, gdzie d jest interpretowany aktywnie, są równe składowym tensora O_i w punkcie p w nowym układzie współrzędnych $\{x'^\mu\}$ przy biernej interpretacji transformacji. Przypadek, kiedy dyfeomorfizm nie jest autodyfeomorfizmem, czyli gdy $d: M \rightarrow M'$, omawia Wald (1984), s. 439.

[9] Earman, Norton (1987), s. 522, Earman (1989), s. 171, 186.

Oczywiście aktywna interpretacja transformacji zakłada substancjalizm; «przenoszenie» obiektów geometrycznych z jednego punktu do drugiego zakłada, że punkty zawdzięczają identyczność i indywiduację samym sobie, oczywiście z uwzględnieniem ich własności esencjalnych (problem, które to własności należy zaliczyć do własności esencjalnych, podniesie Maudlin — zwolennik stanowiska, określanego przez Earmana mianem „esencjalizmu"), a nie obiektom (nie-esencjalnym), które się w nich znajdują. «Przesuwać», czy też «przenosić» z punktu do punktu można tylko te obiekty, które nie są własnościami esencjalnymi punktów czasoprzestrzeni; «przenoszenie» własności esencjalnych byłoby operacją sprzeczną wewnętrznie, gdyż z założenia zmiana własności esencjalnej w danym punkcie prowadziłaby do utraty przez niego swojej tożsamości. Mówiąc bez przenośni, jeżeli rozpatrujemy dowolny dyfeomorfizm d (interpretowany aktywnie) i odwzorowanie $d*$, indukowane przez niego, działające na wszystkie obiekty geometryczne O_i, to na ogół będzie tak (jeśli $d*$ nie będzie akurat symetrią któregoś z O^i), że w dowolnym punkcie rozmaitości M:

(5) $$d^* O_i \neq O_i,$$

tak jak ma to np. miejsce dla metryki w nierówności (1). Zakłada to, że punkt ten nie stracił swojej tożsamości, mimo że mogły zmienić się w nim wszystkie pola fizyczne z polem tensora metrycznego włącznie. Wynika stąd dokładnie to samo, o czym pisałem wcześniej, a mianowicie że przenosić można tylko takie obiekty geometryczne O_i, które nie są własnościami esencjalnymi.

Proponowana przez Earmana i Nortona aktywna interpretacja ogólnej współzmienniczości zakładająca, że wszystkie obiekty geometryczne O_i są «przenoszone» przez odwzorowanie d^*, indukowane przez dyfeomorfizm d, na który nie nakłada się żadnych ograniczeń, jest więc możliwa tylko wtedy, gdy zakłada się taką postać substancjalizmu, jaką przyjęli omawiani autorzy, z własnościami topologicznymi i różniczkowymi jako jedynymi własnościami esencjalnymi. Fakt ten okaże się rzeczą zasadniczej wagi, gdy przyjdzie do oceny atrybutywizmu oraz esencjalizmu, czyli dwóch stanowisk, które są możliwymi odpowiedziami na argument dziury.

Jak już wspomniałem wyżej, Earman i Norton ((1987), s. 520) wychodząc z warunku lokalności dowolnej czasoprzestrzennej teorii T, dowodzą jej ogólnej współzmienniczości rozumianej aktywnie. Dowód wygląda następująco. Załóżmy, że $\langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n \rangle$ jest modelem T. Wówczas na podstawie warunku 1° obiekty O_i muszą spełniać równania pola (2):

$$O_k = 0\,,\ O_{k+1} = 0, \ldots, O_n = 0.$$

Ponieważ każdy z obiektów O_i występujących w tym równaniu jest tensorem, jego znikanie oznacza również znikanie przetransformowanych obiektów $d^*\, O_i$ (gdzie d jest interpretowany aktywnie):

(6) $$d^*\, O_k = 0,\ d^*\, O_{k+1} = 0, \ldots, d^*\, O_n = 0$$

Stąd na mocy warunku pełności $\langle M, d^*O_1, d^*O_2, \ldots, d^*O_n\rangle$ jest również modelem rozpatrywanej teorii i teoria ta jest ogólnie współzmiennicza.

Mamy zatem teraz taką oto sytuację, że lokalne teorie czasoprzestrzeni, takie jak np. OTW, ale również przeformułowane tak, aby spełniały warunek lokalności, teorie takie, jak STW, elektrodynamika czy kinematyka newtonowska, są teoriami ogólnie współzmienniczymi. Jeżeli stoimy na gruncie substancjalizmu, możemy tę ogólną współzmienniczość zinterpretować aktywnie i mając jakiś model $\langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n\rangle$ takiej teorii możemy stosując transformacje aktywne wyprodukować nieograniczoną ilość modeli dyfeomorficznych $\langle M, d^* O_1, d^* O_2, \ldots, d^*O_n\rangle$ dla tej teorii. Modele te, choć są nieodróżnialne obserwacyjnie, reprezentują w istocie różne sytuacje fizyczne.

Dysponując takim aparatem pojęciowym Earman i Norton mogą już przejść do konstrukcji argumentu dziury w dalszym ciągu nie korzystając, co należy podkreślić, z założenia 3°, które w ich wspólnym artykule (1987) nie występuje w roli warunku nałożonego na klasę lokalnych teorii czasoprzestrzeni. Argument dziury ma odpowiedzieć na pytanie, czy lokalne teorie czasoprzestrzeni, takie jak teorie wspomniane powyżej, są deterministyczne, czyli ma odpowiedzieć na pytanie, czy zgodnie z daną teorią stan układu wewnątrz pewnego obszaru H na rozmaitości M może być wyznaczony jednoznacznie przez stan tego układu na zewnątrz H $(M - H)$. W języku modeli pytanie to brzmiałoby następująco: Czy modele danej teorii, które są identyczne na zewnątrz H, są również identyczne wewnątrz H? Otrzymujemy zatem następującą definicję determinizmu, używaną przez Earmana i Nortona ((1987, s. 520—524), chociaż nie wprowadzoną *explicite*:

DET Teoria jest deterministyczna zawsze i tylko wtedy, gdy dla dowolnych jej modeli $\langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n\rangle$ i $\langle M, O'_1, O'_2, \ldots, O'_n\rangle$ jeżeli $O_i|_{M-H} = O'_i|_{M-H}$ dla wszystkich i, to $O_i = O'_i$ dla wszystkich i na całej rozmaitości M.[10]

Alternatywnie można próbować przypisać Earmanowi i Nortonowi stosowanie definicji determinizmu w postaci:

DET' Teoria T jest deterministyczna zawsze i tylko wtedy, gdy dla dowolnych modeli $\langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n\rangle$ i $\langle M', O'_1, O'_2, \ldots, O'_n\rangle$ tej teorii i dowolnego dyfeomorfizmu (aktywnego) Ψ: $M \to M'$, jeżeli $\Psi^* O_i|_{\Psi(M-H)} = O'_i|_{\Psi(M-H)}$ zachodzi dla wszystkich i, to $\Psi^* O_i = O'_i$ dla wszystkich i na całej rozmaitości M'.

Łatwo jednak jest pokazać, że obie te definicje są sobie równoważne w tym sensie, że przypisują determinizm tej samej klasie teorii. Aby zobaczyć, że teoria deterministyczna w sensie DET' jest deterministyczna w sensie DET, wystarczy przyjąć w defi-

[10] Aby «środowisko», w jakim działa rozpatrywana teoria, uczynić maksymalnie przyjaznym dla determinizmu, Earman (1986a, 1989) zakłada w wypadku teorii względności, że rozpatrywane modele (ich obszary determinujące $M - H$) zawierają powierzchnie Cauchy'ego (por. np. Hawking, Ellis (1973); Heller (1991)). Założenie to będzie obowiązywało w dalszym ciągu pracy. Butterfield (1989) przypisuje Earmanowi i Nortonowi stosowanie innej definicji determinizmu — por. przypis 19.

nicji DET' $\Psi = ident.$ (Ψ jest dyfeomorfizmem identycznościowym). Z kolei aby pokazać, że teoria deterministyczna w sensie DET jest deterministyczna w sensie DET', należy w definicji DET' oznaczyć Ψ^*O_i przez (powiedzmy) O''_i i skorzystać z definicji DET, wstawiając w miejsce O_i właśnie O''_i.

Odpowiedź, jakiej udzielają Earman i Norton (s. 523) na zadane wcześniej pytanie o determinizm lokalnych teorii czasoprzestrzeni, jest bardzo prosta. Weźmy dowolny dyfeomorfizm d (rozumiany aktywnie), który nie jest identycznością wewnątrz H, ale który w sposób gładki przechodzi w identyczność na zewnątrz H (jest to tzw. dyfeomorfizm dziury), a następnie zastosujmy go do dowolnego modelu $\langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n\rangle$ analizowanej teorii. Otrzymujemy w ten sposób model dyfeomorficzny $\langle M, d^*O_1, d^*O_2, \ldots, d^*O_n\rangle$, który jest identyczny z wyjściowym na zewnątrz H, ale który jest różny od niego wewnątrz H, czyli indeterminizm rozważanej teorii. Tego typu dyfeomorficznych modeli łamiących determinizm można stworzyć dowolnie wiele, a tezę, która stwierdza ich istnienie, Earman i Norton określają terminem *konkluzja dziury* (*hole corollary*) (s. 522—523).

Indeterminizm, otrzymany jako wynik powyższych rozważań, Earman i Norton nazywają (s. 516, 523) *radykalnym lokalnym indeterminizmem*, bowiem niezależnie od tego, jak mały wybierzemy obszar H, stan układu na zewnątrz H nie będzie mógł jednoznacznie wyznaczyć stanu wewnątrz H, oczywiście jeśli założymy poprawność całego przytoczonego tutaj rozumowania Earmana i Nortona. Radykalny lokalny indeterminizm znaczy, że „żadna niebanalna forma determinizmu nie może obowiązywać dla lokalnych teorii czasoprzestrzeni" (s. 524). Dotyczy to w szczególności determinizmu Laplace'a w najsłabszej postaci, w której determinizm znaczy, że stan danego układu w przeszłości ($t \leq t_0$) określa jednoznacznie stan tego układu w przyszłości. Mocniejsze formy tego determinizmu zakładałyby zmniejszenie obszaru determinującego, np. do $t_1 \leq t \leq t_2$ lub do przekroju czasowego dla pewnej chwili $t = t_0$. Po przełożeniu na język modeli determinizm Laplace'a w najsłabszej postaci (Earman, Norton (1987), s. 523; Earman (1989), s. 179) miałby następującą postać[11] (przyjmijmy $t_0 = 0$):

DETL Teoria jest deterministyczna w sensie Laplace'a zawsze i tylko wtedy, gdy dla dowolnych jej modeli $\langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n\rangle$ i $\langle M, O'_1, O'_2, \ldots, O'_n\rangle$, jeżeli $O_i|_{t\leq 0} = O'_i|_{t\leq 0}$ dla wszystkich i, to $O_i = O'_i$ dla wszystkich i na całej rozmaitości M.

Definicja ta ma swoją równoważną postać, podobnie jak definicja (DET):

[11] Zakłada się tu (Earman i Norton (1987) s. 523; Earman (1986a), s. 234), że czasoprzestrzeń rozważanej teorii dopuszcza globalne cięcia czasowe. Istnieje wówczas globalna funkcja czasu $t: M \to \mathbf{R}$ taka, że hiperpowierzchnie $t = const$ są powierzchniami Cauchy'ego. Bez tego założenia nie można by rozpatrywać globalnej wersji determinizmu Laplace'a. Por. Hawking, Ellis (1973); Heller (1991).

DETL' Teoria T jest deterministyczna w sensie Laplace'a zawsze i tylko wtedy, gdy dla dowolnych modeli $\langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n \rangle$ i $\langle M', O'_1, O'_2, \ldots, O'_n \rangle$ tej teorii i dowolnego dyfeomorfizmu (aktywnego) $\Psi: M \rightarrow M'$, jeżeli $\Psi^* O_i |_{\Psi_* t \leq 0} = O'_i |_{\Psi_* t \leq 0}$ zachodzi dla wszystkich i, to $\Psi^* O_i = O'_i$ dla wszystkich i na całej rozmaitości M'.

Powtórzmy zatem zasadniczą tezę Earmana i Nortona: „Zanegowanie przez substancjalistę równoważności Leibniza prowadzi do bardzo radykalnej formy indeterminizmu *dla wszystkich lokalnych teorii czasoprzestrzeni*, ponieważ dla substancjalisty dyfeomorficzne modele [o których jest mowa w] konkluzji dziury muszą reprezentować różne sytuacje fizyczne".[12] Teza ta jest źródłem różnych paradoksów, nic zatem dziwnego, że stała się źródłem krytyki. Earman i Norton byli zresztą świadomi paradoksalnych konsekwencji swojej konstrukcji, a ich argumentacja w wielu wypadkach wyprzedzała tę krytykę. Krytykę argumentu dziury oraz odpowiedź Earmana przedstawię w dalszej części pracy (§ 3.1—3.6). Tutaj natomiast chciałbym skupić się na omówieniu paradoksalnych konsekwencji przedstawionej wyżej tezy Earmana i Nortona oraz przeanalizować Earmanowską próbę uniknięcia jednej z tych kłopotliwych konsekwencji, zrealizowaną poprzez przyjęcie przedstawionego wyżej warunku 3°, nałożonego na klasę teorii, których dotyczyć ma argument dziury.

Kiedy analizuje się argument Earmana i Nortona, od razu uderzają dwie rzeczy. Pierwszą zaskakującą rzeczą jest to, że w konstrukcji tego argumentu nie wykorzystuje się nigdzie konkretnej postaci równań teorii, których dotyczy ten argument. Drugą zaskakującą rzeczą jest to, że dowodzi ona indeterminizmu teorii uznawanych tradycyjnie za deterministyczne, tzn. teorii takich jak OTW, STW, elektrodynamika i teoria newtonowska. Indeterministyczne konkluzje Earmana i Nortona wydają się pozostawać w sprzeczności z podstawowymi intuicjami fizyka, stosującego którąś ze wspomnianych teorii. Jeżeli np. będzie on chciał opisać ruch jakiegoś ciała w ramach fizyki newtonowskiej, wybierze on najpierw jakiś układ inercjalny (jako jeden z układów spełniających I zasadę dynamiki), a następnie stosując II zasadę dynamiki Newtona ze znajomości warunków początkowych jednoznacznie wyznaczy ruch tego ciała w tym układzie. Earman i Norton w swoim argumencie usiłują natomiast pokazać, że fizyk taki musi odrzucić podstawową dla Newtona ideę substancjalnego traktowania czasoprzestrzeni jako areny dla różnych zjawisk, m.in. dla ruchu, aby uniknąć indeterministycznych konsekwencji argumentu dziury. Nie mówią zaś przy tym wcale na przykład tego, czym miałaby być w takim razie struktura inercjalna i do czego miałaby się odnosić w wypadku odrzucenia substancjalizmu. Co więcej argument dziury ma pokazywać, zdaniem Earmana i Nortona, że grożący wspomnianemu fizykowi indeterminizm nie zależy zupełnie od postaci stosowanych przez niego równań.

Pierwszy z omawianych paradoksów znaczy, że niezależnie od konkretnej postaci, jaką mogą mieć równania lokalnej teorii czasoprzestrzeni, każda taka teoria musi

[12] Earman, Norton (1989), s. 523. Wyróżnienie kursywą pochodzi ode mnie.

być indeterministyczna. Wymowa tego faktu osłabiona jest przez specyfikę tego indeterminizmu, który — jak starałem się pokazać wyżej — jest niewykrywalny doświadczalnie. Niemniej jednak, jeżeli tylko uznamy poprawność powyższej konstrukcji, indeterminizm — jakkolwiek rozumiany — pozostaje faktem, gdyż stosując konstrukcję dziury można wyprodukować dowolną ilość rozwiązań, w których ten sam punkt będzie miał różne własności. Znaczy to, że nasze najlepsze teorie nie są w stanie zdeterminować przebiegu zjawisk fizycznych, i to bez względu na to, jak bardzo byśmy chcieli zmniejszać rozmiary obszaru determinowanego. Aby uzmysłowić sobie to, jak ważny jest dla naukowca determinizm teorii naukowej, dość przypomnieć sobie zmagania Einsteina z argumentem dziury z lat 1913—1915, czy też jego krytyczny stosunek do mechaniki kwantowej. W obu wypadkach postulat determinizmu był podstawowym motywem, którym kierował się Einstein w swoich rozważaniach.

Earman i Norton mieli pełną świadomość tego, że ich konstrukcja powoduje automatycznie indeterminizm wszystkich lokalnych teorii czasoprzestrzeni, Obciążali przy tym winą za ten rezultat przyjęte ogólne założenie substancjalizmu (1):

> Jeżeli metafizyka, która zmusza nasze teorie do bycia deterministycznymi, jest nie do zaakceptowania, to tak samo metafizyka, która automatycznie rozstrzyga [spór] na rzecz indeterminizmu, jest także nieakceptowalna. Determinizm może upaść, ale jeżeli już upada, to powinno stać się to za przyczyną fizyki, a nie z powodu przywiązania do własności substancjalistycznych, które mogą być wyrugowane bez wpływu na empiryczne konsekwencje teorii ((1987), s. 524).

Earman i Norton podkreślają, że ich argumentacja nie wypływa z przekonania, że determinizm jest lub powinien być prawdziwy (taki jest sens pierwszej części pierwszego zdania), ale raczej wynika z przekonania, że determinizm — by użyć słów samego Earmana — „powinien mieć szansę udowodnienia swojej prawdziwości; ściślej ontologia czasoprzestrzeni nie może być interpretowana tak, aby wykluczać możliwość, żeby determinizm mógł być prawdziwy" (Earman (1986a), s. 231).

W przytoczonym wyżej fragmencie pracy Earmana i Nortona warto zwrócić uwagę na ostatnie zdanie. Zawarte jest w nim ważne twierdzenie, kilkakrotnie powtarzane w artykule Earmana i Nortona oraz w pracach samego Earmana.[13] Earman i Norton twierdzą tutaj wyraźnie, że substancjalizm jest czymś, co nie jest immanentnie zawarte w rozważanych teoriach, tylko raczej czymś, co narzucone jest z zewnątrz na te teorie i może być bez szkody dla nich odrzucone. Twierdzenie to dopuszcza dwojaką interpretację. Po pierwsze, możemy potraktować je jako wyraz instrumentalistycznego podejścia do teorii, tzn. możemy potraktować je jako twierdzenie mówiące, że teorie fizyczne są wyłącznie narzędziami służącymi do przewidywania wyników doświadczeń. Możemy też zinterpretować je inaczej, a mianowicie jako twierdzenie mówiące, że na teorie takie, jak rozpatrywane wyżej lokalne teorie czasoprzestrzeni, można narzucać mniej lub bardziej dowolne interpretacje ontologiczne, nie zmienia-

[13] Por. np. Earman, Norton (1987), s. 516; Earman (1986a), s. 236, (1989), s.181.

jąc w niczym ich zdolności do wyjaśniania i przewidywania zjawisk. Wspomniana dowolność musi mieścić w sobie przynajmniej interpretacje niesubstancjalistyczne.

Pierwszą możliwość — instrumentalizm — możemy odrzucić; Earman jako realista naukowy ma zdecydowanie negatywny stosunek do instrumentalizmu i wielokrotnie to podkreśla ((1989), s. 87—89, 166, 189). Wydawałoby się natomiast, że druga możliwość oferuje nam prosty sposób uniknięcia indeterminizmu jako konsekwencji argumentu dziury; oto wystarczy narzucić na każdą z lokalnych teorii czasoprzestrzeni interpretację nie-substancjalistyczną i automatycznie przywracamy im determinizm, z założenia bowiem argument dziury działa tylko wtedy, gdy założymy substancjalną interpretację czasoprzestrzeni. Dla ocalenia determinizmu teorii typu OTW Earman rzeczywiście podejmuje w pracach (1986a, 1989) próbę dopasowania do nich interpretacji nie-substancjalistycznej. Okazuje się jednak, że w tym celu musi konstruować nową, nie-standardową wersję teorii pola.[14] O standardowej wersji OTW zaś Earman często wypowiada się jako o substancjalistycznej, ze względu na to, że czasoprzestrzeń jest w niej traktowana jako nośnik dla pól fizycznych.[15]

Będę chciał pokazać w dalszej części pracy, że nie trzeba bynajmniej odrzucać substancjalizmu, żeby uratować determinizm lokalnych teorii czasoprzestrzeni, w tym OTW, gdyż za indeterminizm lokalnych teorii czasoprzestrzeni odpowiada nie ogólne założenie substancjalizmu (1), lecz dość szczególna postać substancjalizmu, jaką założyli Earman i Norton, wyrażająca się założeniem (2). Zmiana tego założenia pozwala na uniknięcie większości paradoksalnych konsekwencji argumentacji Earmana i Nortona. Zanim jednak przejdę do krytyki tej argumentacji, chciałbym przedyskutować drugą wspomnianą już wcześniej paradoksalną konsekwencję argumentu dziury: przypisywanie indeterminizmu teoriom uznawanym tradycyjnie za deterministyczne.

Wspomniany problem niezgodności w ocenie determinizmu teorii takich, jak teoria newtonowska, elektrodynamika, STW czy OTW, można rozpatrywać oddzielnie dla tych teorii, które — tak jak pierwsze trzy wymienione wyżej teorie — posiadają elementy absolutne[16] (metrykę dla czasu i przestrzeni oraz strukturę inercjalną, jak

[14] Dla STW i teorii klasycznych Earman proponuje odmienną strategię, którą będę omawiał w dalszej części tego paragrafu. W wypadku OTW Earman odwołuje się do propozycji Gerocha (1972), aby wyrazić tę teorię w języku tzw. algebr Einsteina. Por. Gołosz (1997).

[15] Por. Gołosz (1997).

[16] Każdy z modeli danej teorii $\langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n\rangle$ danej teorii można przedstawić w postaci $\langle M, A_1, A_2, \ldots, P_1, P_2 \ldots\rangle$, dzieląc w ten sposób obiekty geometryczne O_i na obiekty absolutne A_i, charakteryzujące niezmienną strukturę czasoprzestrzeni, oraz dynamiczne P_j, charakteryzujące fizyczną zawartość czasoprzestrzeni. Intuicyjnie biorąc, obiekty absolutne A_i są obiektami, które nie podlegają oddziaływaniom opisywanym przez teorię i są takie same we wszystkich modelach możliwych dynamicznie. Przykładami takich obiektów są metryka w STW oraz czas absolutny mechaniki newtonowskiej. Natomiast obiekty dynamiczne P_j mogą być różne w różnych modelach M danej teorii T. Przykładami takich obiektów są metryka w OTW, na którą wpływa tensor energii-pędu T_{ij}, oraz w wypadku elektrodynamiki pole elektromagnetyczne, które z kolei zależy od gęstości prądu.

teoria Newtona, lub metrykę Minkowskiego, jak elektodynamika i STW), a oddzielnie dla OTW. Powodem, dla którego teorie posiadające elementy absolutne mogą być potraktowane inaczej niż nie posiadająca takich elementów OTW, jest to, że posiadanie elementów absolutnych umożliwia zastosowanie specjalnej strategii, która może uratować je przed indeterministycznymi konsekwencjami argumentu Earmana i Nortona. Pierwszym krokiem tej strategii jest przyjęcie przez Earmana w pracach (1986a, 1989) przedstawionego wyżej warunku 3°, nałożonego na teorie, których dotyczyć ma argument dziury. Przypomnę, że warunek ten mówi, iż argument dziury odnosi się do teorii, które zakładają „zmienność czasoprzestrzeni w tym sensie, że pola obiektów geometrycznych, które charakteryzują strukturę czasoprzestrzeni, nie są dane *ab initio*, lecz są uważane za obiekty dynamiczne na równi z innymi polami" (Earman (1986a), s. 235).

Analizę wspomnianego warunku należałoby rozpocząć od twierdzenia, że zdefiniowane w powyższym cytacie pojęcie „zmienności czasoprzestrzeni" jest niejasne. Intencją Earmana było oddzielenie teorii takich, jak OTW, w których struktura czasoprzestrzeni (w wypadku OTW określona metryką) jest wielkością dynamiczną na równi, powiedzmy, z rozkładem materii, od teorii takich, jak np. STW, gdzie struktura czasoprzestrzeni (w wypadku STW również określona metryką), jest stała i nie zależy od rozkładu materii. Earman omawia pierwszą możliwą eksplikację analizowanego warunku: uznanie za teorie ze zmienną czasoprzestrzenią tych teorii, w których pola obiektów geometrycznych charakteryzujących strukturę czasoprzestrzeni są określone równaniami pola, tak jak to ma miejsce w wypadku OTW, gdzie metryka jest określona równaniami Einsteina:

$$R_{ij} - (1/2)\, g_{ij}\, R = (8\pi G / c^4)\, T_{ij}, \tag{7}$$

gdzie R_{ij} oznacza tensor Ricciego, R skalar krzywizny, G stałą grawitacji, a c prędkość światła. Zauważa on jednak ((1986a), s. 235; (1989), s.183), że tego typu kryterium zmienności czasoprzestrzeni jest niewystarczające, gdyż teorie takie, jak STW czy teoria newtonowska, również można przedstawić w postaci wykazującej tego typu formalną «zmienność»; wystarcza w tym celu teorie takie przedstawić w postaci lokalnych teorii czasoprzestrzeni z równaniami pola określającymi strukturę czasoprzestrzeni w postaci (3) dla STW, czy w postaci (4) dla kinematyki newtonowskiej.

Earman poprzestaje niestety na tej próbie wyjaśnienia pojęcia „zmienności czasoprzestrzeni", co stwarza zasadniczą trudność w rozumieniu warunku 3°. Jeżeli Earman rzeczywiście chciałby rozumieć przez zmienność czasoprzestrzeni to, że pola obiektów geometrycznych charakteryzujących strukturę czasoprzestrzeni są określone równaniami pola, to, jak wynika z przytoczonych wyżej rozważań samego Earmana, tego typu «zmienność» wykazują wszystkie lokalne teorie czasoprzestrzeni i warunek 3° byłby zbyteczny, gdyż jego spełnienie byłoby automatycznie gwarantowane przez warunek lokalności 2°.

Nasuwają się jeszcze dwa inne możliwe rozumienia pojęcia „zmienności czasoprzestrzeni". W pierwszym wypadku definiowalibyśmy najpierw czasoprzestrzeń niezmienną, zaś czasoprzestrzenią zmienną byłaby po prostu czasoprzestrzeń, która nie jest niezmienna. „Czasoprzestrzenią niezmienną" nazwalibyśmy czasoprzestrzeń sformułowanych globalnie teorii tego typu, jak STW czy teoria newtonowska, które nie byłyby formułowane w postaci lokalnych równań różniczkowych typu (3—4), lecz miałyby globalnie wprowadzoną absolutną strukturę na całej rozmaitości, na przykład w postaci metryki Minkowskiego (dla STW) lub metryki dla czasu i przestrzeni oraz struktury afinicznej (dla teorii newtonowskiej). Tego typu «zmienność czasoprzestrzeni» również byłaby gwarantowana przez warunek lokalności 2°; zatem w takim wypadku warunek 3° również nie byłby potrzebny. Warto dodać, że takim pojęciem niezmienności czasoprzestrzeni posługiwali się Earman i Norton ((1987), s. 518, 519). Nie traktowali go jednak jako dodatkowego warunku nałożonego na klasę teorii, których dotyczy argument dziury. Pojęcie niezmienności czasoprzestrzeni tego typu pojawiło się w zasadniczym dla nich rozróżnieniu na lokalne i nielokalne teorie czasoprzestrzeni; argument dziury dotyczył tych pierwszych, te drugie zaś pozostawały poza jego zasięgiem.

Ostatnie, trzecie z kolei, możliwe rozumienie zmienności czasoprzestrzeni wydaje się najbliższe intencjom Earmana. Czasoprzestrzeń zmienna w tym sensie to czasoprzestrzeń nie posiadająca żadnych elementów absolutnych. Możliwość takiego właśnie rozumienia zmienności czasoprzestrzeni wynikałaby stąd, że obiekty absolutne A_i uważane są właśnie za elementy charakteryzujące niezmienną strukturę czasoprzestrzeni, a ich brak świadczyłby o nieistnieniu takiej niezmiennej struktury. Zmienność czasoprzestrzeni (3°) w tym sensie nie byłaby zagwarantowana warunkiem lokalności 2°, gdyż np. czasoprzestrzeń lokalnych wersji STW lub teorii newtonowskiej również posiada elementy absolutne. Warunek 3° w tym sensie mógłby zatem występować razem z warunkiem 2°, wykluczając z zakresu stosowalności argumentu dziury teorię newtonowską, STW oraz elektrodynamikę, cały problem jednak w tym, że nie jest on do konstrukcji argumentu dziury potrzebny — nie był nigdzie w przytoczonym rozumowaniu wykorzystywany. To, co jest w tym rozumowaniu naprawdę niezbędne, to ogólna współzmienniczość teorii i pewna szczególna postać substancjalizmu, w której zakłada się, że własnościami esencjalnymi czasoprzestrzeni są tylko własności topologiczne i różniczkowe. Można ją zatem z powodzeniem zastosować do lokalnych wersji teorii newtonowskiej, STW oraz elektrodynamiki, jeśli tylko zakłada się wspomnianą wyżej specyficzną formę substancjalizmu.

Jeśli rzeczywiście Earmanowskie rozumienie zmienności czasoprzestrzeni było takie, jak w przedstawionej wyżej ostatniej propozycji, to należałoby sobie zadać pytanie, czy jest ono w ogóle do czegokolwiek Earmanowi potrzebne, skoro nie jest konieczne do konstrukcji argumentu dziury. Sądzę, że wbrew sugestiom Earmana, wyrażonym w umieszczeniu zmienności czasoprzestrzeni wśród założeń rozumowania (3°), służy ono nie do tego, aby argument dziury mógł być w ogóle zastosowany, lecz wyłącznie do tego, aby z zakresu stosowalności argumentu dziury można było wyodrębnić te teorie, do których nie da się zastosować specjalnej strategii, mogącej uratować ich ograniczony determinizm. W ten sposób klasa wszystkich teorii, do których można zastosować argument dziury, dzieli się na dwie podklasy. W jednej znalazłaby się nie posiadająca elementów absolutnych OTW, której indeterminizmu nie da się uratować w żadnym możliwym sensie, przy przyjętym rozumieniu substancjalizmu, w drugiej zaś posiadające elementy absolutne takie teorie, jak newtonowska, STW i elektrodynamika, które nie byłyby deterministyczne w sensie (DET), ale mogłyby być deterministyczne w trochę innym sensie, który przedstawię poniżej, jeśli tylko ich struktura absolutna jest wystarczająco bogata.

Wspomnianą strategię Earman przedstawia w swoich pracach ((1986a), s. 235—236, (1989), s. 179, 183—185). Może być ona zrealizowana na dwa dość podobne w swej istocie sposoby. Po pierwsze, substancjalista w celu obrony determinizmu może przyjąć dodatkowe założenia metafizyczne i „utrzymywać, że istnieje tylko jedna czasoprzestrzeń i że mówienie o różnych światach powinno być tłumaczone jako mówienie o różnych rozmieszczeniach materii i pól w tej niezmiennej czasoprzestrzeni. [...] Problem polega na tym, że tego typu hipersubstancjalizm wydaje się sprzeciwiać żądaniu ogólnej współzmienniczości, jaka była używana powyżej i w poprzednich rozdziałach" ((1989), s. 184). Istotą tej propozycji jest ograniczenie klasy dopuszczalnych transformacji aktywnych do takich, które są symetriami absolutnej struktury czasoprzestrzeni. W wypadku jeżeli struktura ta jest wystarczająco bogata — zawiera na przykład klasę układów inercjalnych, jak to ma miejsce w wypadku czasoprzestrzeni Galileusza (czasoprzestrzeń dynamiki Newtona) — nie da się skonstruować dyfeormorfizmu dziury. Symetrie takiej struktury mają znaną postać transformacji Galileusza:

(Gal) $x^{\alpha} \rightarrow x'^{\alpha} = R^{\alpha}{}_{\beta}x^{\beta} + v^{\alpha} \cdot t,$
$t \rightarrow t' = t + const,$

gdzie $R^{\alpha}{}_{\beta}$ jest stałą w czasie macierzą ortogonalną, $v^{\alpha} = const$, zaś greckie indeksy α, β przebiegają zbiór $1,2,3$. Każde odwzorowanie tej postaci, które jest identycznością dla $t \leq 0$, będzie również identycznością dla $t > 0$. Wystarczająco bogatą strukturę ma również czasoprzestrzeń STW z jej obiektem absolutnym, którym jest metryka Minkowskiego. Inaczej ma się sprawa z czasoprzestrzeniami o słabszej strukturze absolutnej, np. z tzw. czasoprzestrzeniami Macha lub Leibniza, w których jedynymi elementami absolutnymi są absolutna równoczesność, metryka przestrzenna dla chwilowych przestrzeni, posiadających strukturę euklidesową E^3 (w pierwszym wypadku), oraz dodatkowo metryka dla czasu (w drugim).[17] Symetrie takich czasoprzestrzeni mają (odpowiednio) postać:

(Mach) $x^{\alpha} \rightarrow x'^{\alpha} = R^{\alpha}{}_{\beta}(t)\, x^{\beta} + a^{\alpha}(t),$
$t \rightarrow t' = f(t),\ df/dt > 0,$
(Leib) $x^{\alpha} \rightarrow x'^{\alpha} = R^{\alpha}{}_{\beta}(t)\, x^{\beta} + a^{\alpha}(t),$
$t \rightarrow t' = t + const,$

[17] Czasoprzestrzenie tego typu rozważa się jako «środowiska» dla potencjalnych teorii ruchu. Por np. Earman (1989).

gdzie $R^{\alpha}{}_{\beta}(t)$ jest zależną od czasu macierzą ortogonalną, $a^{\alpha}(t)$ i $f(t)$ dowolnymi gładkimi funkcjami czasu. Symetrie (Leib) i (Mach) są na tyle bogate (uboższej strukturze czasoprzestrzeni odpowiada większa ilość symetrii, wyrażająca się np. dowolnością funkcji $a^{\alpha}(t)$ w (Leib) i (Mach)), że dyfeomorfizm dziury daje się skonstruować. Zatem w wypadku teorii fizycznych, dla których areną są czasoprzestrzenie o strukturze uboższej niż czasoprzestrzeń Galileusza, omawiana strategia ratunkowa nie przynosi rezultatu. Tak samo nie przynosi ona rezultatu w wypadku teorii nie posiadających obiektów absolutnych, takich jak OTW.

Sformalizowany wariant strategii ratunkowej dla determinizmu przedstawił Earman w ostatniej z analizowanych prac ((1989), s. 184). Teoriom, które nie mogą być deterministyczne w sensie (DETL), daje się tu szansę bycia deterministycznymi w ograniczonym sensie, tj. *minimalnie deterministycznymi w sensie Laplace'a (minimally Laplacian — deterministic)*. Earmanowska definicja minimalnego determinizmu w sensie Laplace'a wygląda następująco (Earman (1989), s. 184):

MINDETL Teoria T jest minimalnie deterministyczna w sensie Laplace'a zawsze i tylko wtedy, gdy dla dowolnych modeli M i M' tej teorii i dowolnego absolutnego odwzorowania[18] Ψ, jeżeli $\Psi^*P_j|_{\Psi^* t\leq 0} = P'_j|_{\Psi^* t\leq 0}$ zachodzi dla wszystkich j, to $\Psi^*P_j = P'_j$ zachodzi dla wszystkich j na całej rozmaitości M', gdzie $t = 0$ jest hiperpłaszczyzną absolutnej równoczesności lub powierzchnią Cauchy'ego czasoprzestrzeni z modelu M.

Tak zdefiniowany minimalny determinizm w sensie Laplace'a jest ograniczoną formą determinizmu w sensie Laplace'a, wyrażonego jedną z dwóch równoważnych definicji (DETL) lub (DETL'), co wynika z ograniczenia ogólnej współzmienniczości, z którą mamy do czynienia w wypadku (MINDETL). Różnica ta jest szczególnie dobrze widoczna, kiedy porównujemy definicje (DETL') i (MINDETL). W pierwszym wypadku nie mamy żadnych ograniczeń nałożonych na dyfeomorfizm Ψ, w drugim natomiast sytuacja jest zgoła odmienna ze względu na dopuszczenie w definicji determinizmu (MINDETL) tylko takich dyfeomorfizmów Ψ, które są odwzorowaniami absolutnymi ($\Psi^*A_i = A'_i$ dla wszystkich i). Definicja (MINDETL) mówi nam, że teoria jest minimalnie deterministyczna w sensie Laplace'a zawsze i tylko wtedy, gdy dla dowolnych modeli M i M' tej teorii i dowolnego odwzorowania absolutnego Ψ, jeżeli utworzymy model $M^{\Psi} = \langle M', \Psi^*A_1, \Psi^*A_2, \ldots \Psi^*P_1, \Psi^*P_2 \ldots\rangle$, to taki model musi być identyczny z modelem M', jeśli tylko modele takie są identyczne dla $\Psi^*t \leq 0$.

---

[18] W definicji obiektów absolutnych (przyp. 16) wykorzystuje się fakt, że obiekty te mają być takie same w każdym możliwym dynamicznie modelu danej teorii. To, że elementy absolutne A_i są *takie same* w każdym możliwym dynamicznie modelu danej teorii Earman ((1989), s. 45, 184)) rozumie w tym minimalnym sensie, że dla dowolnych modeli tej teorii $M = \langle M, A_1, A_2, \ldots, P_1, P_2 \ldots\rangle$ i $M' = \langle M', A'_1, A'_2, \ldots, P'_1, P'_2 \ldots\rangle$ istnieje dyfeomorfizm (aktywny) $\Psi : M \rightarrow M'$ taki, że $\Psi^*A_i = A'_i$ dla wszystkich i. Dyfeomorfizm Ψ spełniający powyższy warunek nazywa Earman *odwzorowaniem absolutnym (absolute map)*.

Aby zobaczyć, kiedy dyfeomorfizm dziury może złamać minimalny determinizm w sensie Laplace'a, weźmy pod uwagę dyfeomorfizm Ψ rozmaitości M na siebie, który jest identycznością dla $t \leq 0$, nie jest natomiast identycznością dla $t > 0$, oraz przyjmijmy, że $M = M'$. Definicja (MINDETL) mówi nam teraz, że aby dana teoria była minimalnie deterministyczna w sensie Laplace'a, musi być spełniony warunek, iż absolutność odwzorowania Ψ ($\Psi^* A_i = A_i$ dla wszystkich i na całej rozmaitości) oraz równość $\Psi^*P_j|_{t \leq 0} = P_j|_{t \leq 0}$ zachodząca dla wszystkich j, implikują równość $\Psi^*P_j = P_j$ dla wszystkich j na całej rozmaitości. Warunku tego nie spełnia w oczywisty sposób OTW, ponieważ nie posiada ona obiektów absolutnych i założenie absolutności odwzorowania Ψ nie nakłada na to odwzorowanie żadnych ograniczeń. Natomiast teorie, których czasoprzestrzeń posiada wystarczająco bogatą absolutną strukturę (czasoprzestrzeń Galileusza czy też czasoprzestrzeń Minkowskiego), spełniają powyższy warunek, ponieważ równość $\Psi^*A_i = A_i$ zachodząca dla wszystkich i znaczy, że Ψ jest symetrią obiektów absolutnych tej teorii a symetrie obiektów absolutnych w tych czasoprzestrzeniach, które są identycznością dla $t \leq 0$, muszą być identycznością wszędzie. Mamy tutaj zatem dokładnie ten sam mechanizm, który działał w poprzednim wariancie Earmanowskiej strategii ratującej ograniczony determinizm, wyrażony tym razem przez definicję (MINDETL).

Podobną ograniczoną wersję determinizmu można stworzyć dla ogólnej definicji determinizmu (DET). Miałaby ona następującą postać:[19]

MINDET Teoria T jest minimalnie deterministyczna zawsze i tylko wtedy, gdy dla dowolnych modeli M i M' tej teorii i dowolnego odwzorowania absolutnego Ψ: $M \rightarrow M'$, jeżeli $\Psi^*P_j|_{\Psi(M-H)} = P'_j|_{\Psi(M-H)}$ zachodzi dla wszystkich j, to $\Psi^*P_j = P'_j$ zachodzi dla wszystkich j na całej rozmaitości M'.

Ze względu na takie samo ograniczenie ogólnej współzmienniczości, z jakim mieliśmy do czynienia w wypadku minimalnego determinizmu w sensie Laplace'a, minimalnie deterministyczne będą STW, elektrodynamika oraz teorie, dla których areną jest czasoprzestrzeń o strukturze co najmniej tak bogatej, jak czasoprzestrzeń Galileusza. Nie będą minimalnie deterministyczne OTW oraz (potencjalne) teorie z czasoprzestrzenią, której struktura jest uboższa niż struktura czasoprzestrzeni Galileusza.

Reasumując zatem, sytuacja teorii wyposażonych w obiekty absolutne jest następująca: teorie takie w wersji lokalnej nie są deterministyczne w sensie (DET) oraz (DETL), mogą one natomiast uratować swój determinizm za cenę dodatkowych zało-

[19] Butterfield (1989) analizując pracę Earmana i Nortona (1987) sugeruje, że używają oni jako definicji determinizmu (MINDET), nie zaś (DET). Butterfield (s. 6) powołuje się jednak przy tym na wcześniejszą pracę Earmana ((1986b), s. 24), nie zauważa zaś tego, że Earman i Norton nie ograniczają się w swojej argumentacji do dyfeomorfizmów, które są symetriami obiektów absolutnych, oraz że przypisują indeterminizm lokalnym wersjom teorii takich, jak STW, elektrodynamika czy kinematyka newtonowska.

żeń metafizycznych (pierwszy wariant strategii ratunkowej) lub też wykazać się ograniczoną formą determinizmu, tzn. mogą być minimalnie deterministyczne w sensie (MINDET) oraz (MINDETL), jeżeli tylko ich struktura absolutna jest wystarczająco bogata.

Mogłoby się wydawać, że można pozbyć się tej dwuznacznej sytuacji teorii wyposażonych w obiekty absolutne, zakładając, że jedyną właściwą definicją determinizmu są definicje typu (MINDET) oraz (MINDETL), odrzucając zaś *a priori* definicje typu (DET) oraz (DETL). Taki krok byłby jednak arbitralnym i niczym nieuzasadnionym ograniczeniem ogólnej współzmienniczości lokalnych teorii czasoprzestrzeni. W dalszej części pracy (§ 3.6) będę chciał pokazać, że wspomnianą dwuznaczność teorii takich, jak STW, elektrodynamika czy teoria newtonowska, daje się w naturalny sposób usunąć, zachowując przy tym ich determinizm, na gruncie tych wersji esencjalizmu, w których przyjmuje się, iż obiekty absolutne współtworzą esencjalną strukturę czasoprzestrzeni.

3. ANALIZA MOŻLIWYCH REAKCJI NA ARGUMENT DZIURY

Tę część pracy poświęcić chcę przedstawieniu różnych możliwych reakcji na argument dziury. Rejestr możliwych odpowiedzi na ten argument Earman zamieszcza w pracy ((1989), s. 189—191). Wszystkie możliwe stanowiska w tej sprawie przedstawię poniżej, poszerzając Earmanowską listę o tę pozycję, którą Earman pominął — atrybutywizm.

3.1 Instrumentalizm

Przyjmując stanowisko instrumentalizmu można łatwo uniknąć argumentu dziury. Według instrumentalizmu bowiem zadaniem teorii naukowych jest przewidywanie wyników eksperymentów a, jak już pisałem, modele dyfeomorficzne nie są odróżnialne obserwacyjnie. Konstrukcja dziury nie prowadzi do żadnych obserwowalnych zmian, zatem dla instrumentalisty argument dziury nie jest zagrożeniem dla determinizmu naszych podstawowych teorii fizycznych. Różne umiarkowane postacie instrumentalizmu dają się zaobserwować w podejściu niektórych fizyków do problemu determinizmu OTW, na przykład Einsteina w roku 1916, w jego pierwszej negatywnej reakcji na argument dziury.

Earman — który stoi na gruncie realizmu naukowego — ma do instrumentalizmu stosunek zdecydowanie negatywny; omawiając możliwe reakcje na argument dziury bez żadnych dodatkowych uzasadnień wyraża się krótko: „W tym, co następuje, będę ignorował reakcje instrumentalistyczne” ((1989), s. 189). Uważa on instrumentalizm za pogląd błędny, ale zastrzega się: „Chociaż uważam, że instrumentalizm jest obciążony poważnymi wadami, nie zamierzam tego tutaj dowodzić” ((1989), s. 166).

Ja również instrumentalizmu nie uważam za właściwą odpowiedź na argument dziury. Konsekwentny instrumentalizm, w którym całkowicie zrezygnowałoby się z ontologii, nie wydaje się możliwy, gdyż niełatwo byłoby uprawiać fizykę, która nie odnosi się do niczego. Na gruncie instrumentalizmu trudno jest wytłumaczyć na przykład, co to jest struktura inercjalna, czego dotyczą zasady symetrii, czy też np. takie podstawowe zjawiska, jak zjawisko ruchu czy też oddziaływania fizyczne. Być może rozwiązaniem byłby częściowy instrumentalizm, w którym przyjmuje się jakąś zredukowaną postać ontologii, ale ocenę tego typu koncepcji musiałoby poprzedzić jej przedstawienie.

3.2 Atrybutywizm

Jak już wspomniałem, Earman próbował osłabić założenie o substancjalności czasoprzestrzeni przyjmowane przy konstrukcji argumentu dziury. Powtarza on tutaj zresztą swoją analogiczną tezę, przyjętą w związku z oryginalnym argumentem Leibniza:

> Powinienem odnotować, że co jest prawdą o oryginalnym argumencie Leibniza, jest również prawdą o niniejszym argumencie: jeżeli argument [dziury] działa przeciwko ontologii nieredukowalnych i nieeliminowalnych punktów czasoprzestrzeni, to działa również przeciwko ontologii nieredukowalnych i nieeliminowalnych monadycznych własności czasoprzestrzennej lokalizacji ((1989), s. 180).

Trudno jest się zgodzić z takim stanowiskiem; zarówno oryginalny argument Leibniza, jak i argument dziury są w wypadku tego stanowiska nieskuteczne. Jest tak dlatego, że wówczas, gdy punkty czasoprzestrzeni są tylko własnościami czasoprzestrzennej lokalizacji ciał, nie ma względem czego przesuwać (lub obracać) świata materialnego i w konsekwencji nie można aktywnej transformacji nadać żadnego zrozumiałego sensu. Analizując argument dziury zwracałem już uwagę na to, że aktywna interpretacja transformacji zakłada substancjalizm, bowiem «przenoszenie» obiektów geometrycznych z jednego punktu do drugiego zakłada, że punkty zawdzięczają identyczność i indywiduację samym sobie (ewentualnie z dołączeniem niektórych obiektów geometrycznych, takich jak np. tensor metryczny, w postaci własności esencjalnych — jak chce esencjalizm), a nie obiektom (nie-esencjalnym), które się w nich znajdują. Operacja taka nie miałaby żadnego sensu, gdyby punkty czasoprzestrzeni były tylko własnościami lokalizacji. Ujmując rzecz inaczej, jeżeli rozpatrujemy dowolny dyfeomorfizm d (interpretowany aktywnie) i odwzorowanie d^*, indukowane przez niego, działające na wszystkie obiekty geometryczne O_i, to na ogół będzie tak (jeśli d^* nie będzie akurat symetrią któregoś z O_i), że w dowolnym punkcie rozmaitości M spełniony jest warunek (5):

$$d^*O_i \neq O_i,$$

tak jak ma to np. miejsce dla metryki w równaniu (1), co zakłada, że punkt ten nie stracił swojej tożsamości, mimo że mogły zmienić się w tym punkcie wszystkie pola fizyczne z gęstością masy, czy też polem tensora napięć-energii włącznie. Zmiana tego typu pól fizycznych oznacza zmianę własności lokalizacji, zatem punkty czasoprzestrzeni jako własności lokalizacji nie mogłyby utrzymać w wypadku transformacji aktywnej swojej tożsamości i w konsekwencji transformacji takiej nie daje się w wypadku atrybutywizmu przeprowadzić.

Wynik ten znaczy, że można być atrybutywistą i być przy tym zasadnie przekonanym o determinizmie naszych podstawowych teorii fizycznych, takich jak teoria newtonowska, elektrodynamika, STW czy OTW. Niemniej jednak taka możliwość obrony wydaje się mało atrakcyjna ze względu na to, że na substancjalność czasoprzestrzeni zdaje się wskazywać absolutność ruchu; do opisu ruchu konieczna jest struktura inercjalna, a struktury tej nie daje się wyznaczyć z rozkładu mas; jest ona zatem własnością czasoprzestrzeni raczej niż materialnego świata.

3.3 Relacjonizm

Relacjonista oczywiście chętnie uzna skuteczność argumentu dziury. Będzie on uważał, że indeterminizm lokalnych teorii czasoprzestrzeni jest konsekwencją założonej substancjalności czasoprzestrzeni. Jego ten argument nie będzie dotyczył, gdyż nie uznaje on substancjalności czasoprzestrzeni. Staje on jednak przed innym wyzwaniem — zauważa Earman (1989), s. 189): „oczywistą potrzebą użycia czasoprzestrzeni dla podtrzymania pól fizycznych".

Earman rozpatruje dwie możliwe strategie relacjonisty, które byłyby próbą wykorzystania idei pól fizycznych bez wprowadzania substancjalistycznych zobowiązań co do istnienia punktów czasoprzestrzeni i pozwalałyby w ten sposób na uratowanie determinizmu. Pierwsza z tych strategii to konstruktywistyczna wersja relacjonizmu, w której teorię pola rekonstruuje się wychodząc od bazowego zbioru indywiduów, tj. zbioru zdarzeń fizycznych E, wyposażonego w relacje przyczynowe, a następnie wprowadzając do takiego zbioru topologię i strukturę różniczkową. Earman pokazuje w swojej krytyce tej wersji relacjonizmu, że próba wprowadzenia tej ostatniej grozi wpadnięciem w błędne koło.[20]

Druga ze wspomnianych strategii Earmana,[21] bazuje na propozycji Gerocha (1972) zbudowania nowej wersji OTW, wyrażonej w języku algebr Einsteina. Istota tej strategii sprowadza się do zakodowania całej informacji o geometrycznej strukturze rozmaitości różniczkowej M w algebrze C^∞ funkcji gładkich, określonych na rozmaitości M. Earman miał nadzieje, że skonstruowana w ten sposób nowa wersja OTW przestanie być substancjalistyczna i stanie się koncepcją pośrednią pomiędzy substancjalizmem i relacjonizmem, a jako taka będzie miała szansę na uniknięcie in-

[20] Earman (1989), s. 194—195. Por. również Gołosz (1997).

[21] Earman (1986a, 1989).

deterministycznych konsekwencji argumentu dziury. Na ile złudne były to nadzieje, pokazuje Heller (1996). Mianowicie otrzymana metodą Gerocha i Earmana wersja OTW jest w dalszym ciągu substancjalistyczna — punkty czasoprzestrzeni tylko pozornie znikają z tej konstrukcji. Istnieniu punktów czasoprzestrzeni odpowiada w niej istnienie maksymalnych ideałów w algebrze C^∞ funkcji gładkich na rozmaitości (takim ideałem maksymalnym jest rodzina funkcji gładkich znikających w danym punkcie). Heller pokazuje dalej, iż rzeczywiste wyeliminowanie punktów czasoprzestrzeni wymaga daleko idących zmian w programie Gerocha. Przestrzeń bezpunktową (bez pojęcia lokalności) uzyskuje się dopiero po zastąpieniu algebry C^∞ funkcji odpowiednią algebrą nieprzemienną.[22]

Ostatnie trzy możliwe reakcje na argument dziury wychodzą z założenia substancjalizmu. Substancjalista ma bowiem do wyboru dwie alternatywne możliwości; może on uznać argument dziury i zgodzić się tym samym na indeterminizm lokalnych teorii czasoprzestrzeni — lub też zaproponować takie rozumienie substancjalizmu, które uniemożliwi wyprowadzenie z niego indeterministycznych konsekwencji. W tym drugim wypadku substancjalista ma do wyboru jedną z trzech możliwości, wskazanych przez Earmana i jego krytyków. Celem ich jest pokazanie, że możliwe jest pogodzenie substancjalizmu z determinizmem lokalnych teorii czasoprzestrzeni. Omówię je po kolei, rozwijając tę z nich, którą uważam za najbardziej interesującą, tzn. esencjalizm.

3.4 Strukturalizm

Substancjalista z inklinacją do strukturalizmu ma, zdaniem Earmana,[23] do wyboru dwie możliwości. Może on, po pierwsze, uznać, że punkty czasoprzestrzeni są indywiduami, które odgrywają taką to a taką rolę w ogólnym schemacie rzeczy, lub też, alternatywnie, może utrzymywać, że identyczność różnych punktów czasoprzestrzeni jest określona przez strukturalną rolę, jaką indywidua te spełniają ze względu na pewną określoną listę własności. W tym drugim wypadku substancjalista może np. utrzymywać, że identyczność punktów czasoprzestrzeni jest określona przez strukturalną rolę, jaką punkty te spełniają w polu metrycznym.

Zdaniem Earmana to, „co jest wspólne dla wszystkich strukturalistycznych poglądów to idea, że identyczność jest konsekwencją izomorfizmu, a różnica sprowadza się do tego, czy izomorfizm ma być całościowy czy częściowy, a jeśli częściowy, to ze względu na jakie własności".[24] Formułę „Identyczność jest konsekwencją izomor-

---

[22] Prace nad takim zmodyfikowanym programem rozwijane są przez Hellera i jego współpracowników. Por. Demaret, Heller, Lambert (1997).

[23] Por. Earman (1989), s. 198—199. Earman nie podaje żadnego konkretnego przykładu krytyki argumentu dziury z pozycji strukturalizmu.

[24] Earman ((1989), s. 198. Izomorfizm można wprowadzić w następujący sposób. Dwa modele $\langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n\rangle$ oraz $\langle M', O'_1, O'_2, \ldots, O'_n\rangle$ są izomorficzne, jeżeli istnieje dyfeomorfizm d: M

fizmu" („Identity follows isomorphism") Earman rozumie w ten sposób, że jeśli mamy stosowny izomorfizm $\Psi : W \rightarrow W'$, zachowujący ustaloną grupę własności, to dla dowolnego indywiduum $i \in W$, i jest identyczne z $\Psi(i)$ (Earman (1989), s. 198—199). Dla strukturalisty izomorficzne modele są identyczne i dlatego dyfeomorfizm dziury nie stanowi dla niego zagrożenia dla determinizmu lokalnych teorii czasoprzestrzeni; zastosowanie dyfeomorfizmu dziury do jakiegoś modelu prowadzi do modelu izomorficznego, czyli identycznego z poprzednim.

Earman uważa strukturalistyczne rozwiązanie za trudne do zaakceptowania, gdyż „wspólne jądro [strukturalizmu] jest z reguły niespójne, jeśli „identyczność" oznacza literalną identyczność i jeśli izomorfizm nie jest jedyny" ((1989), s. 198). Niespójność powyższa ma wynikać stąd, że jeśli mamy różne izomorfizmy, które mają wyznaczać identyczność zgodnie z regułą „Identyczność jest konsekwencją izomorfizmu", to prowadzić ma to do sprzeczności, gdyż ustanawiają one identyczność pewnego wyjściowego indywiduum i z obiektami, które nie są literalnie identyczne:

> Jeżeli $\Psi_1 : W \rightarrow W'$ i $\Psi_2 : W \rightarrow W'$ są stosownymi izomorfizmami, całościowymi lub częściowymi zgodnie z przyjętym poglądem na identyczność, indywiduum $i \in W$ jest identyczne z $\Psi_1(i)$ i z $\Psi_2(i)$. I w ten sposób, przez przechodniość identyczności, $\Psi_1(i) = \Psi_2(i)$, co daje sprzeczność, jeśli Ψ_1 i Ψ_2 są różne ((1989), s. 198—199).

Earmanowska krytyka strukturalizmu wzbudza zasadnicze wątpliwości co do jej zasadności. Earman mianowicie nie podaje nam powodu, dla którego strukturalista miałby zrezygnować ze swojej formuły „Identyczność jest konsekwencją izomorfizmu" i przejść do identyczości pojmowanej literalnie. Arbitralne przyjęcie, że izomorfizmy Ψ_1 i Ψ_2 w powyższej konstrukcji odwzorowują na to samo W', nie jest powodem wystarczającym, dlatego że powyższa formuła miała odpowiedzieć również na pytanie, które punkty mamy ze sobą utożsamiać w wypadku dwóch modeli $\langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n\rangle$ oraz $\langle M, d^*O_1, d^*O_2, \ldots, d^*O_n\rangle$, połączonych autodyfeomorfizmem dziury $d: M \rightarrow M$. Dla strukturalisty identyczne będą w takim wypadku punkty p i $d(p)$, jako punkty o tych samych własnościach i zgodnie z formułą „Identyczność jest konsekwencją izomorfizmu". Punkty i ich obrazy mają identyczne własności, gdyż dla dowolnego dyfeomorfizmu d obrazy dowolnych punktów $d(p_1)$ i $d(p_2)$ mają takie same własności i relacje wzajemne ze względu na «przeniesione» obiekty geometryczne d^*O_i, jakie mają punkty p_1 i p_2 ze względu na obiekty O_i. Na przykład interwał pomiędzy punktami $d(p_1)$ i $d(p_2)$, zgodnie z przeniesioną metryką d^*g, jest taki sam, jak interwał pomiędzy punktami p_1 i p_2 zgodnie z metryką g. Wracając zaś do przykładu Earmanowskiego, strukturalista uzna punkty $\Psi_1(i)$ i $\Psi_2(i)$ za identyczne, gdyż łączy je izomorfizm $\Psi_2 \circ \Psi_1^{-1}$; $\Psi_2 \circ \Psi_1^{-1}(\Psi_1(i)) = \Psi_2(i)$.

$\rightarrow M'$, taki że $d^*O_i(d(p)) = O'_i(d(p))$ dla wszystkich i. Dyfeomorfizm taki nazywamy „izomorfizmem". Earman nie definiuje izomorfizmu częściowego, ale, jak można się domyślać, spełniałby on warunek $d^*O_i(d(p)) = O'_i(d(p))$ tylko dla niektórych, wybranych obiektów O_i.

Czy uchylenie ważności argumentacji Earmanowskiej przeciwko strukturalizmowi wystarcza do tego, aby uznać strukturalizm za udaną substancjalistyczną odpowiedź na argument dziury? Myślę, że nie, gdyż żadna konkretna postać substancjalizmu strukturalistycznego nie została nam przedstawiona. Być może należałoby uznać, że takim kandydatem na substancjalizm strukturalistyczny jest strukturalizm metryczny, w którym identyczność punktu byłaby określona przez relacje metryczne z pozostałymi punktami rozmaitości, a stosowny izomorfizm musiałby zachowywać te relacje, czyli musiałby być izometrią. Nie wiadomo jednak, czym takie rozwiązanie miałoby się różnić od esencjalizmu metrycznego, w którym również uznaje się własności metryczne za własności decydujące o identyczności punktu. Wydaje się zatem, że z oceną strukturalizmu należy poczekać do czasu jego pełniejszego sformułowania.

3.5 Substancjalizm negujący transświatową identyfikację punktów

Drugą możliwą substancjalistyczną reakcją na argument dziury, którą chciałem przedstawić, jest koncepcja Butterfielda (1987, 1989). Butterfield przyjmuje dwa podstawowe założenia; po pierwsze przyjmuje inną definicję determinizmu, niż robią to Earman i Norton, po drugie zaś w ślad za D. Lewisem (m.in. 1986) neguje możliwość transświatowej identyfikacji obiektów.

Butterfield przypisuje Earmanowi i Nortonowi jako ogólną definicję determinizmu definicję typu MINDET.[25] Uważa on, że nie jest to właściwa definicja, i że fizycy zajmujący się OTW — powołuje się tu głównie na Hawkinga i Ellisa (1973) — używają innej, mającej następującą postać (Butterfield (1987), s. 29; (1989), s. 9):

DET2 Teoria T jest deterministyczna zawsze i tylko wtedy, gdy dla dowolnych dwóch modeli $M = \langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n\rangle$ oraz $M' = \langle M', O'_1, O'_2, \ldots, O'_n\rangle$ teorii T i dla dowolnego dyfeomorfizmu (aktywnego) d: $(M–H) \rightarrow d(M–H) \subset M'$, jeżeli $d^*O_j|_{d(M-H)} = O'_j|_{d(M-H)}$ zachodzi dla wszystkich j, to istnieje taki dyfeomorfizm (aktywny) d': $M \rightarrow M'$, że $d'^*O_j = O'_j$ zachodzi dla wszystkich j na całej rozmaitości M'.

Taka definicja determinizmu jest słabsza niż rozpatrywane wcześniej definicje (DET) lub (MINDET), ponieważ nie zakłada się tutaj, że d i d' są identyczne ani na całej rozmaitości M, ani nawet w obszarze $M–H$. Wynika stąd, że żaden dyfeomorfizm (aktywny) Ψ, którego używamy do generowania nowych rozwiązań w argumencie dziury, nie będzie prowadził do złamania powyższej definicji. Aby ją spełnić, wystarczy bowiem przyjąć w roli odwzorowania d' ten właśnie dyfeomorfizm Ψ. Deterministyczne zatem będą zgodnie z powyższą definicją OTW, STW, elektrodynamika

[25] Poddałem już wcześniej (przypis 19) krytyce zasadność takiej właśnie interpretacji pracy Earmana i Nortona (1987). Omawiając koncepcję Butterfielda pomijam wprowadzone przez niego, a mało istotne w tym momencie, zrelatywizowanie definicji determinizmu do typu obszaru determinującego.

oraz nawet te (potencjalne) teorie, które działają w czasoprzestrzeniach o ubogich strukturach, takich jak czasoprzestrzeń Leibniza czy Macha.

Definicja taka, jak podana wyżej, sama w sobie jeszcze nie wystarcza, ponieważ musi jej jeszcze towarzyszyć wyjaśnienie, dlaczego rozwiązań, reprezentowanych przez modele dyfeomorficzne $\langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n\rangle$ i $\langle M', d^*O_1, d^*O_2, \ldots, d^*O_n\rangle$ danej teorii T, nie można uważać za rozwiązania różne. Dla Earmana i Nortona takie dwa modele oznaczają to, że ten sam punkt może mieć zgodnie z teorią T różne własności w różnych modelach, lub inaczej, że ten sam punkt może mieć różne własności w różnych możliwych światach, gdzie różne modele reprezentują różne możliwe światy. Rozwiązanie, które wybiera Butterfield, polega na zanegowaniu możliwości, że to ten sam punkt pojawia się w dwóch różnych rozwiązaniach. Wykorzystuje on w tym celu D. Lewisa (1986) koncepcję duplikatu, która wiąże się z odrzuceniem możliwości transświatowej identyfikacji obiektów. Butterfield proponuje zatem, abyśmy przyjęli, że każdy punkt jest częścią jednego tylko możliwego świata. W poprzek możliwych światów nie możemy szukać tych samych punktów, możemy tylko szukać ich duplikatów. Relację bycia duplikatem dla punktów i obszarów definiuje on w języku izomorfizmów ((1989), s. 25): jeżeli założymy, że mamy dwa możliwe światy reprezentowane przez dwa modele $\langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n\rangle$ i $\langle M', O'_1, O'_2, \ldots, O'_n\rangle$ (dla Butterfielda w różnych modelach (światach) muszą pojawiać się różne rozmaitości M i M'), to punkty $p \in M$ i $d(p) \in M'$ nazwiemy duplikatami ze względu na dyfeomorfizm d: $M \rightarrow M'$, jeżeli $d^*O_i(d(p)) = O'_i(d(p))$ dla wszystkich i.

W ten oto sposób, według Butterfielda, problem indeterminizmu dla teorii ogólnie współzmienniczych znika, przynajmniej tak długo, jak długo rozpatrujemy tylko modele dyfeomorficzne takich teorii; odpowiadające im światy są swoimi duplikatami i o żadnym «rozchodzeniu» się rozwiązań nie może być mowy. Powyższe przedstawienie poglądów Butterfielda należałoby jeszcze uzupełnić jego istotnym spostrzeżeniem ((1989), s. 23), iż teorię duplikatów można stosować bez przyjmowania realizmu modalnego Lewisa.

Przeciwko koncepcji Butterfielda można wysunąć kilka zarzutów. Po pierwsze, definicja determinizmu Butterfielda (DET2) niezbyt dobrze radzi sobie z teoriami działającymi w czasoprzestrzeniach klasycznych o strukturze uboższej niż struktura czasoprzestrzeni Galileusza, np. w czasoprzestrzeni Leibniza. W takiej czasoprzestrzeni można skonstruować dyfeomorfizmy zachowujące metrykę dla czasu i przestrzeni, ale rozchodzące się w pewnym momencie, np. w postaci (Leib), gdzie moglibyśmy przyjąć na przykład, że $R^{\alpha}{}_{\beta}(t)$ oraz $a^{\alpha}(t)$ są identycznością dla $t \leq 0$, a nie są identycznością dla $t > 0$. Intuicja podpowiada nam, że powinniśmy uznać teorię działającą w tego typu czasoprzestrzeni za indeterministyczną, zgodnie zaś z (DET2) byłaby to teoria deterministyczna.

Drugi zarzut dotyczyłby tego, że nie jest jasna ontologia Butterfielda, a mówiąc ściślej nie jest jasne, co Butterfield zalicza do zbioru indywiduów, a co do zbioru własności. Na pewno zalicza do zbioru indywiduów punkty czasoprzestrzeni, ale jak zakwalifikować pola fizyczne w rodzaju pola tensora energii-pędu. Przyjęta przez niego definicja relacji bycia duplikatem dla punktów czasoprzestrzeni poprzez izomorfizm zdaje się wskazywać na to, że zalicza wszystkie pola do zbioru własności i że jest mu bliski supersubstancjalizm, uznający punkty czasoprzestrzeni za jedyne indywidua. W takim razie musiałby on jednak uporać się z typowymi problemami supersubstancjalisty, tzn. powinien nam między innymi wyjaśnić, co to znaczy, że własności czasoprzestrzeni mają masę, energię, pęd, ładunek *etc.*, co to znaczy, że własności czasoprzestrzeni mogą się poruszać; co to znaczy wreszcie, że mogą ze sobą oddziaływać. Być może jednak Butterfield powinien się odwołać do którejś z metrycznych definicji relacji bycia duplikatem i uznać pola fizyczne w rodzaju pola tensora energii-pędu za zbiory indywiduów — w takim jednak razie powinien nam zaproponować jakąś definicję relacji bycia duplikatem dla pól fizycznych.

Warto tu jeszcze przytoczyć zarzut Earmana ((1989), s. 207) — zarzut, który Earman wysuwa również przeciwko esencjalizmowi. Otóż zwolennik koncepcji duplikatów nie będzie mógł wprost wypowiadać zdań — które można znaleźć w języku fizyków — typu „Jeśli pewna dodatkowa masa byłaby przeniesiona w pobliże jakiegoś punktu, wówczas krzywizna w tym właśnie punkcie byłaby inna" (Earman (1989), s. 201, 207), gdyż inna krzywizna oznacza inną metrykę i punkty, o których mowa, nie mogłyby być nawet swoimi duplikatami. Earman ((1989), s. 202—203) przypomina również o tym, że do zaakceptowania koncepcji Butterfielda konieczne jest zanegowanie w ślad za D. Lewisem możliwości transświatowej identyfikacji obiektów. Sam Earman wypowiada się zdecydowanie przeciwko takiej możliwości. Opowiada się on za koncepcją S. Kripkego, zgodnie z którą „«możliwe światy» są ustanawiane, nie zaś odkrywane przez potężne teleskopy" (Kripke (1980), s. 44). W takim wypadku większość kłopotów z transświatową identyfikacją znika.

Podsumowując zatem to omówienie koncepcji Butterfielda można powiedzieć, że koncepcja ta, chociaż jest ciekawa, wymaga jeszcze dopracowania.

3.6 Esencjalizm

Krytykę argumentu dziury z punktu widzenia esencjalizmu, który można nazwać „esencjalizmem metrycznym", przedstawił Maudlin (1989). Poddał on krytyce przedstawione wyżej (s. 4) założenie (2) Earmana i Nortona, identyfikujące z czasoprzestrzenią «gołą» rozmaitość różniczkową M, a więc założenia uznające, że własnościami esencjalnymi punktów czasoprzestrzeni są tylko własności topologiczne i różniczkowe. Jego zdaniem własności metryczne są również własnościami esencjalnymi. Argumentów za taką właśnie koncepcją czasoprzestrzeni Maudlin przedstawił niewiele; starał się on raczej zbijać ewentualne kontrargumenty niż przedstawiać argumenty przemawiające za nią wprost.

Maudlin uważa, że powinniśmy odróżniać ontologię matematycznej reprezentacji od ontologii fizycznej struktury reprezentowanej przez wielkości matematyczne. Twierdzi on, że to właśnie niedostrzeżenie tej różnicy przez Earmana i Nortona odpowiada za zaliczenie do zbioru własności esencjalnych tylko własności topologicznych i różniczkowych, co z kolei miało doprowadzić ich do indeterministycznych konkluzji.[26] Jego zdaniem, „(abstrakcyjna) ontologiczna struktura matematycznej reprezentacji może sugerować analogiczną metafizyczną analizę fizycznej struktury, którą reprezentuje, ale jej nie pociąga" (Maudlin (1989), s. 540). Budowę matematycznej reprezentacji fizycznej struktury, którą jest czasoprzestrzeń wraz z polami fizycznymi, rozpoczynamy, według niego, od prostego zbioru punktów, które są abstrakcyjnymi, matematycznymi indywiduami i które początkowo są «gołe», tj. nie są wyposażone w żadne własności i nie wchodzą w żadne relacje. Zbiór takich punktów matematycznych wyposażany jest następnie sukcesywnie we własności topologiczne, afiniczne oraz metryczne, przy czym te ostatnie muszą być zgodne z koneksją afiniczną. Istotne jest przy tym to, że „różne obszary w modelu są odróżnialne, ponieważ matematyczne punkty były indywiduami *ab initio*" (Maudlin (1989), s. 541). Jeżeli chodzi o samą czasoprzestrzeń, to Maudlin (s. 553—554) uważa, że to „topologia wypływa z metryki raczej niż metryka jest nałożona na metryczną przestrzeń" (Maudlin (1989), s. 554). I dodaje krótko: „Można argumentować na rzecz poglądu, że struktura otoczeniowa jest wyprowadzona z własności metrycznych: zbiór (fizycznych) punktów czasoprzestrzeni tworzy swoje otoczenia dopiero poprzez swoje czasoprzestrzenne relacje bliskości" (Maudlin (1989), s. 554).

Powyższa argumentacja Maudlina nie jest całkiem jasna, ponieważ nie wyjaśnia on nam, co rozumie przez strukturę fizyczną. Co najważniejsze, wydaje się nie wystarczająca do tego, aby wykazać esencjalność własności metrycznych. Rzeczywiście w niektórych podejściach do OTW traktuje się topologię jako wypływającą z metryki; tak np. rozumiał topologię Einstein (1961). Jednakże w wielu ujęciach aparat matematyczny OTW konstruuje się przez wprowadzenie na zbiorze punktów najpierw topologii i struktury różniczkowej, a dopiero na końcu struktury metrycznej.[27] Podejście takie dopuszcza potraktowanie własności topologicznych jako bardziej pierwotnych niż metryczne.

Rozumowanie Maudlina wskazuje nam natomiast inną bardzo istotną rzecz; w procesie konstruowania aparatu matematycznego jakiejś teorii mamy do czynienia najpierw z wielkościami matematycznymi — indywiduami — np. liczbami czy też punktami przestrzeni $\boldsymbol{R}^n$, które potem dopiero sukcesywnie wyposaża się w kolejne własności i relacje, aby mogły reprezentować świat fizyczny. W modelu fizycznym jakiejś teorii, który składa się z przedmiotów skonstruowanych myślowo, takich jak np. punkty materialne, siły, pędy czy energie, nie mamy do czynienia ze zwykłymi liczbami, czy też wektorami, lecz z bardziej skomplikowanymi obiektami, które powstają w wyniku wyposażenia wyjściowych obiektów matematycznych w pewne dodatkowe charakterystyki, np. jednostki. Dla przykładu liczba „*5*" może służyć równie dobrze do wyrażania odległości (np. *5m*, *5km*), prędkości (np. *5m/s*) czy też tempe-

[26] Maudlin (1989), s. 540—541, 545.

[27] Por np.: Kopczyński i Trautman (1981); Hawking, Ellis (1973).

ratury (np. *5K*) itd. To samo dotyczy dowolnego wektora czy tensora, traktowanego jako obiekt czysto matematyczny, tzn. tensora nie wyposażonego w żadne dodatkowe własności, w tym m.in. jednostki. Precyzyjne rozróżnienie pomiędzy wielkościami fizycznymi i matematycznymi może być w niektórych wypadkach trudne, w szczególności może być trudne do rozstrzygnięcia, czy z punktami czasoprzestrzeni mamy już do czynienia w wypadku rozmaitości różniczkowej, czy też dopiero po wyposażeniu jej w metrykę; niemniej jednak rozróżnienie takie na pewno jest istotne. W kontekście omawianego sporu ważne jest to, że pozwala ono zbić jeden z koronnych argumentów Earmana przeciwko esencjalizmowi.

Earman mianowicie wskazywał ((1989), s. 180, 201), że standardowy sposób konstruowania równań pola OTW polega na skonstruowaniu najpierw czasoprzestrzeni jako rozmaitości różniczkowej, wyposażonej w strukturę topologiczną i różniczkową, i późniejszym wprowadzeniu na tej rozmaitości pól tensora metrycznego g i tensora energii-pędu T. Uważa on, iż przypisywanie punktom czasoprzestrzeni geometrycznych obiektów polowych zakłada, że identyczność i indywiduacja tych punktów jest już ustanowiona, w przeciwnym bowiem razie operacja wprowadzania pól fizycznych na rozmaitości M nie miałaby sensu. Tym samym, według Earmana, własnościami esencjalnymi mają być własności topologiczne i różniczkowe, a nie — własności metryczne. Esencjalista może zarzucać Earmanowi, że popełnia on w powyższym rozumowaniu błąd *petitio principi*, ponieważ przyjmuje bez dowodu właśnie to, czego należało dowieść, a mianowicie to, że punktami czasoprzestrzeni są punkty rozmaitości różniczkowej. Dla esencjalisty punkty rozmaitości różniczkowej są tylko indywiduami matematycznymi, takimi jak np. liczby ze zbioru liczb rzeczywistych R, czy elementy zbioru R^n, a punktami czasoprzestrzeni (indywiduami fizycznymi) stają się dopiero po wyposażeniu ich we własności metryczne. Rozumowanie Earmanowskie jest zatem niewystarczające.

W swojej pracy Maudlin ustosunkowuje się on do przedstawionego wcześniej argumentu przeciwko esencjalności własności metrycznych, zawartego w pracy Earmana i Nortona (1987), a mówiącego, iż pole tensora metrycznego, podobnie jak inne pola fizyczne, jest nośnikiem energii i pędu, i jako takie powinno być traktowane tak, jak te pozostałe pola. Ustosunkowując się do tego argumentu Maudlin ((1989), s. 546 — 547) odpowiada, że pokazują on tylko tyle, iż czasoprzestrzeń posiada cechy, które czynią ją podobną do innych obiektów fizycznych, nie dowodzą natomiast tego, że jedynymi esencjalnymi własnościami są własności topologiczne i różniczkowe. W dodatku, „pomimo podobieństw metryka ma jedną cechę swoistą: reprezentuje własności czasoprzestrzenne" ((1989), s. 547).

Przedstawiłem powyżej argumentację Maudlina na rzecz esencjalności własności metrycznych. Przyjęcie tego poglądu prowadzi do odrzucenia założenia (2), wykorzystywanego przy konstrukcji argumentu dziury. Jakie konsekwencje może to mieć dla samego argumentu? Analizując argument dziury zwracałem uwagę na to, że «przenosić» z punktu do punktu można tylko te obiekty, które nie są własnościami esencjalnymi punktów czasoprzestrzeni; «przenoszenie» własności esencjalnych byłoby operacją sprzeczną wewnętrznie, gdyż z założenia zmiana własności esencjalnej w danym punkcie prowadziłaby do utraty przez niego swojej tożsamości. Maudlin zauważa ten fakt i stwierdza, że przy założeniu esencjalności tensora metrycznego przeniesienie tego tensora z jednego punktu do drugiego — poprzez zastosowanie dyfeomorfizmu rozumianego aktywnie — byłoby operacją matematyczną, które prowadzi do rozwiązania niemożliwego fizycznie:

> Cechy esencjalne nie mogą być usunięte z przedmiotu tak, aby jednocześnie pozostał on sobą. Podobnie, przeniesienie tensora metrycznego z jednego punktu do drugiego jest operacją matematyczną, która nie ma swojego odpowiednika w sferze fizycznej możliwości. Fizyczne obszary czasoprzestrzenne nie mogą istnieć i utrzymywać swojej tożsamości bez szczególnych czasoprzestrzennych relacji, które pomiędzy nimi zachodzą (Maudlin (1989), s. 545).

Dla esencjalisty, zauważa Maudlin ((1989), s. 552), dyfeomorfizm (rozumiany aktywnie) nie jest właściwym uogólnieniem leibnizowskiego przesunięcia wszystkich ciał w przestrzeni bez zmiany ich wzajemnych relacji. Właściwym uogólnieniem leibnizowskiego przesunięcia byłoby przesunięcie wszystkich pozostałych pól, poza polem tensora metrycznego, a pozostawienie bez zmian pola tego właśnie tensora. Przesunięcie takie jednak prowadzi na ogół — poza szczególnymi wypadkami, takimi jak np. teoria Newtona i STW — do takich funkcji dla g i T, które nie spełniają równań pola.

Przedstawiona wyżej esencjalistyczna koncepcja Maudlina stała się obiektem krytyki Earmana ((1989), s. 199—202). Earman postawił kilka istotnych zarzutów koncepcji Maudlina. Jeden z tych zarzutów już przedstawiłem; Earman twierdzi mianowicie, że punkty rozmaitości różniczkowej muszą być indywiduami czasoprzestrzennymi, skoro możemy im jednoznacznie przypisywać pola fizyczne. Starałem się pokazać, że rozumowanie Earmana dowodzi, iż punkty rozmaitości są rzeczywiście indywiduami, ale niekoniecznie czasoprzestrzennymi, tzn. Earman nie dowiódł tego, iż punkty rozmaitości różniczkowej należy traktować jako punkty czasoprzestrzeni.

Pozostałe zarzuty Earmana wyglądają następująco:

i) Zgodnie z metrycznym esencjalizmem, bronionym przez Maudlina, teorie typu OTW źle opisują (*misdescribe*) świat, tzn. „niektóre z ich dynamicznie możliwych modeli nie odpowiadają światom fizycznie możliwym" (Earman (1989), s. 200). Jest tak dlatego, że konstrukcja dziury generuje nieskończenie wiele modeli, z których każdy powinien opisywać świat możliwy fizycznie. Powinien opisywać, ale — z wyjątkiem jednego odpowiadającego światu rzeczywistemu — nie opisuje, gdyż przypisują one punktom czasoprzestrzeni własności metryczne, które są niezgodne z ich istotą, tzn. z ich własnościami esencjalnymi.

ii) Esencjalista będzie miał duże trudności z wyjaśnieniem czegoś, co Earman nazywa „dynamicznym charakterem metryki czasoprzestrzeni", a co polega na tym, że „jeśli pewna dodatkowa masa byłaby przeniesiona w pobliże jakiegoś punktu, wówczas krzywizna w tym właśnie punkcie byłaby inna" (Earman (1989), s. 201). Dla esencjalisty tego typu wypowiedź byłaby sprzeczna wewnętrznie; nie można mówić o tym samym punkcie, skoro jego własności esencjalne zmieniły się.

iii) Esencjalizm ratuje determinizm za cenę poważnego osłabienia go lub być może nawet zupełnej banalizacji tego poglądu. Przypuśćmy bowiem, że równania Einsteina zostałyby tak osłabione, aby dopuszczać jako rozwiązania modele $\langle M, g_1, T_1\rangle$ oraz $\langle M, g_2, T_2\rangle$, takie że istnieje dyfeomorfizm (interpretowany aktywnie) d, spełniający warunki $d^* g_1|_{t\leq 0} = g_2|_{t\leq 0}$ oraz $d^* T_1|_{t\leq 0} = T_2|_{t\leq 0}$, nie istnieje natomiast dyfeomorfizm (aktywny), który by spełniał podobne warunki na całej rozmaitości. Mimo tego, że rozwiązania reprezentowane przez obydwa modele ewidentnie «rozchodzą się», esencjalista nie może uznać tego za złamanie determinizmu, gdyż $\langle M, g_2, T_2\rangle$ ma nie odpowiadać ani fizycznie, ani logicznie możliwemu światu.

Jak się zdaje, w koncepcji Maudlina zabrakło jednego kroku, logicznie dopełniającego ją, którego zrobienie umożliwiałby uchronienie jej przed pierwszym i trzecim zarzutem Earmana. Maudlin zauważył, że „cechy esencjalne nie mogą być usunięte z przedmiotu tak, aby jednocześnie pozostał on sobą" ((1989), s. 545); konsekwentnie należało zatem uznać, że przy założeniu esencjalności własności metrycznych, odwzorowania rozmaitości M na siebie, które stosujemy wówczas, kiedy mając jakieś rozwiązanie chcemy generować następne, *nie mogą być interpretowane aktywnie*. Innymi słowy dla esencjalisty ogólna współzmienniczość nie może być interpretowana aktywnie w wypadku odwzorowań rozmaitości M na siebie. Jedynym wypadkiem, kiedy interpretacja aktywna odwzorowania rozmaitości M na siebie jest możliwa dla esencjalisty, uznającego esencjalność własności metrycznych, jest wypadek, kiedy odwzorowanie to jest symetrią metryki:

$$d^* g = g. \tag{8}$$

W takim wypadku własności esencjalne punktów czasoprzestrzeni nie zmieniają się i operacja «przenoszenia» obiektów geometrycznych dla esencjalisty ma sens (nie jest sprzeczna wewnętrznie).

Chciałbym podkreślić, że wprowadzony wyżej zakaz aktywnego interpretowania transformacji, obowiązujący przy założeniu esencjalności własności metrycznych (z wyjątkiem sytuacji wyrażającej się warunkiem (8)), dotyczy wyłącznie odwzorowań rozmaitości M na siebie. Nic nie stoi na przeszkodzie, według metrycznego esencjalisty, aby stosować odwzorowania punktowe (aktywne) w wypadku odwzorowania rozmaitości M na inną rozmaitość M', ponieważ punkty rozmaitości M nie zmieniają w wyniku takiej operacji swoich własności metrycznych. Jednakże w takim wypadku otrzymujemy dwa modele dyfeomorficzne $\langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n\rangle$ oraz $\langle M', d^*O_1, d^*O_2, \ldots, d^*O_n\rangle$, dla których jedyną poprawną zasadą identyfikacji tych samych punktów czasoprzestrzeni w obu modelach jest ta, która identyfikuje z każdym punktem p rozmaitości M jego obraz $d(p)$ na rozmaitości M', jako punkt o takich samych własnościach esencjalnych (topologicznych, różniczkowych i metrycznych). O każdych takich dwóch modelach esencjalista powie, że opisują one tę samą rzeczywistość fizyczną z tą samą czasoprzestrzenią, składającą się z tych samych punktów o takich samych własnościach.

Zwolennik Leibniza mógłby utrzymywać, że jest to właśnie dokładna realizacja wizji Leibniza, w której utożsamia się ze sobą modele izomorficzne i utrzymuje się, że opisują one tę samą relacjonistyczną rzeczywistość. Tak jednak nie jest; mamy tu do czynienia z czysto substancjalistyczną teorią, wyrażoną poprzez modele (odnoszące się bezpośrednio do punktów czasoprzestrzeni), a nie poprzez klasy modeli. Jest to dokładnie taka sama sytuacja, z jaką mamy do czynienia w wypadku klasycznej teorii Newtona, która również posiada modele odnoszące się bezpośrednio do punktów czasoprzestrzeni. W tym przypadku także możemy generować nowe równoważne fizycznie modele przez obroty i translacje, co jednak nie znaczy, że jest to teoria relacjonistyczna. Zwolennik Leibniza, aby udowodnić swoje racje, musiałby nam pokazać, że rozpatrywana teoria daje się wyrazić bezpośrednio przez klasy modeli, zachowując swoje własności wyjaśniające i predyktywne, a nie może po prostu pasożytować na istniejącej substancjalistycznej teorii w ten sposób, że wykorzystuje jej rozwiązania, łączy je w klasy i twierdzi, że to dowodzi jego racji. Jest to lekcja realizmu naukowego, której udzielił nam właśnie Earman.[28]

Esencjalista, chcąc sprawdzić determiminizm jakiejś teorii fizycznej przy pomocy transformacji interpretowanej aktywnie, będzie musiał rozpatrywać modele izometryczne;[29] aby teoria taka była deterministyczna dwa izometryczne modele tej teorii, które są zgodne wewnątrz obszaru determinującego M–H rozmaitości, muszą być zgodne na całej rozmaitości. Innymi słowy warunkiem koniecznym (chociaż nie dostatecznym) determinizmu jakiejś teorii będzie warunek następujący:

1° Dla dowolnych dwóch modeli $M = \langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n\rangle$ oraz $M' = \langle M', O'_1, O'_2, \ldots, O'_n\rangle$ teorii T i dla dowolnej izometrii d (aktywnej), jeżeli $d^*O_j|_{d(M\text{-}H)} = O'_j|_{d(M\text{-}H)}$ zachodzi dla wszystkich j, to $d^* O_j = O'_j$ zachodzi dla wszystkich j na całej rozmaitości M'.

Łatwo można pokazać, że dyfeomorfizm dziury, który na mocy powyższego warunku musi być izometrią, nie łamie tego warunku w przypadku OTW, teorii działających w czasoprzestrzeni Minkowskiego (STW, elektrodynamika) oraz teorii działających w czasoprzestrzeni Newtona (czasoprzestrzeń Galileusza z dodanym wyróżnionym układem odniesienia) lub czasoprzestrzeniach o jeszcze bogatszej strukturze,[30] łamie go natomiast w wypadku teorii Newtona (nie wyróżniającej żadnego układu odniesienia) oraz każdej teorii działającej w czasoprzestrzeni o strukturze słabszej niż czasoprzestrzeń Galileusza. Weźmy bowiem pod uwagę dwa identyczne modele $M = M'$

[28] Por. np. Earman (1989), s. 87—89, 127—128, 149, 165—166, 171—172.

[29] Dwa modele $\langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n\rangle$ oraz $\langle M', O'_1, O'_2, \ldots, O'_n\rangle$ są izometryczne, jeżeli istnieje dyfeomorfizm d: $M \to M'$, taki że $d^*O_i(d(p)) = O'_i(d(p))$ dla wszystkich O_i, które reprezentują metrykę pierwszego modelu. Dyfeomorfizm taki nazywamy izometrią. Por. np.: Hawking, Ellis (1973), s. 56.

[30] W czasoprzestrzeni Newtona można dodatkowo wybrać wyróżniony punkt («środek Wszechświata») w przestrzeni (byłaby to tzw. czasoprzestrzeń Arystotelesa) lub w czasie; można też wyróżnić pewne kierunki. Por.: Earman (1989).

oraz autodyfeomorfizm d, który jest symetrią metryki każdego z tych modeli (d spełnia warunek $d^*O_i\,(d(p)) = O_i\,(d(p))$ dla wszystkich O_i, które reprezentują metrykę modelu M) i który jest identycznością w obszarze $M–H$. Utwórzmy teraz model $M^d = \langle M', d^*O_1, d^*O_2, \ldots, d^*O_n\rangle$. Warunek powyższy mówi nam, że jeśli modele M i M^d są zgodne w obszarze $M–H$, to są również zgodne na całej rozmaitości M. Warunek taki spełniony jest przez OTW, STW, elektrodynamikę i teorie działające w czasoprzestrzeniach Newtona i Arystotelesa, a nie jest spełniony przez teorię Newtona, której «środowiskiem» jest czasoprzestrzeń Galileusza, oraz przez żadną z teorii działających w czasoprzestrzeni o strukturze słabszej niż czasoprzestrzeń Galileusza. Jest tak dlatego że w wypadku pierwszej grupy teorii każde odwzorowanie, które jest symetrią metryki i które jest identycznością w obszarze $M–H$, musi być identycznością na całej rozmaitości, w wypadku zaś drugiej grupy teorii tak być nie musi. Rozpatrzmy bowiem najpierw pierwszą grupę teorii; d jako symetria metryki musi zachowywać odległości (interwały czasoprzestrzenne w wypadku OTW i STW) między punktami, zatem odległość dwóch dowolnych punktów p i q musi być taka sama, jak odległość pomiędzy punktami $d(p)$ i $d(q)$. Przyjmijmy, że $p \in M–H$, zaś $q \in H$; wówczas ze względu na to, że d jest identycznością w obszarze $M–H$, będziemy mieli $d(p)=p$. Gdyby dyfeomorfizm d nie był identycznością wewnątrz H, czyli gdyby $d(q) = r \neq q$, wówczas odległość dowolnego punktu p na zewnątrz H od dwóch różnych punktów r i q wewnątrz H byłaby taka sama, co nie jest możliwe w wypadku metryki Lorentza. Podobnie jest w wypadku teorii działających w pełnej czasoprzestrzeni Newtona oraz czasoprzestrzeni Arystotelesa, ponieważ w czasoprzestrzeniach tych mamy możliwość pomiaru odległości zdarzeń nierównoczesnych, co automatycznie gwarantuje, że odwzorowanie, które jest symetrią metryki i jest identycznością w obszarze $M–H$, musi być identycznością na całej rozmaitości. Inaczej jest w wypadku teorii Newtona oraz każdej teorii działającej w czasoprzestrzeni o strukturze słabszej niż czasoprzestrzeń Galileusza. Możemy w wypadku takich teorii skonstruować odwzorowanie, które jest symetrią metryki dla czasu i przestrzeni, i które jest jednocześnie identycznością w obszarze $M–H$, a nie jest identycznością wewnątrz obszaru H. Przykładami takich odwzorowań są omawiane wcześniej (interpretowane aktywnie) odwzorowania typu (Leib), gdzie moglibyśmy przyjąć na przykład, że $R^\alpha{}_\beta(t)$ oraz $a^\alpha(t)$ są identycznością dla $t \leq 0$, a nie są identycznością dla $t > 0$.

Wracając zaś do pierwszego (i) zarzutu Earmana, esencjalista może teraz powiedzieć, że jest zarzut ten chybiony, gdyż konstrukcja dziury rzeczywiście generuje nieskończenie wiele modeli, ale wbrew temu, co twierdzi Earman, są to modele, które odpowiadają światom możliwym. Bowiem albo zastosowane odwzorowanie jest symetrią metryki i wtedy rzeczywiście możemy je interpretować aktywnie, ale też wtedy wszystkie punkty czasoprzestrzeni w otrzymanych modelach mają takie własności metryczne, jakie miały przed transformacją i jakie powinny mieć, albo też zastosowane odwzorowanie nie jest symetrią metryki, a wtedy możemy je interpretować tylko biernie. W tym drugim wypadku otrzymujemy rozwiązania, które opisują tę samą sytuację fizyczną w innym układzie odniesienia, i jako takim możemy przypisać im tę samą kategorię bycia możliwym lub bycia rzeczywistym, która przysługiwała modelowi wyjściowemu.

Przedstawiony wyżej warunek 1°, który muszą spełniać teorie, aby być teoriami deterministycznymi, nie jest warunkiem jedynym, ponieważ nie obejmuje on wypadku, kiedy teoria posiada modele nieizometryczne, tzn. kiedy istnieją takie modele $\langle M_1, g_1, T_1\rangle$ i $\langle M_2, g_2, T_2\rangle$, że nie istnieje dyfeomorfizm (aktywny) d: $M_1 \to M_2$, spełniający warunek $d^*g_1 = g_2$. Przypadku takiego dotyczy właśnie trzeci (iii) zarzut Earmana. Rozważając kwestię determinizmu jakiejś teorii esencjalista będzie interesował się tylko przypadkami, kiedy takie dwa nieizometryczne modele zgodne są w pewnym obszarze determinującym *M–H*, w sensie istnienia odwzorowania aktywnego *d*, przekształcającego jeden z tych modeli w drugi wewnątrz tego obszaru, a niezgodne poza nim, w sensie nieistnienia odwzorowania aktywnego przekształcającego jeden z tych modeli w drugi. O takich dwóch modelach esencjalista powie, że opisują one układ fizyczny znajdujący się w tym samym stanie w obszarze *M–H*, zaś nieistnienie odwzorowania aktywnego przekształcającego te modele na siebie na całej rozmaitości świadczy o tym, że stany fizyczne opisywane przez te modele są rzeczywiście różne w obszarze *H*. Esencjalista będzie musiał zatem uznać, że rozważana teoria nie wyznacza jednoznacznie przebiegu zjawisk fizycznych i jest indeterministyczna. Wynika stąd, że trzeci zarzut Earmana nie jest trafny;[31] opisana powyżej sytuacja jest dla esencjalisty możliwa logicznie i fizyczne. To, co nie jest możliwe logicznie dla esencjalisty metrycznego, to aktywna interpretacja odwzorowania danej rozmaitości na siebie w wypadku, gdy odwzorowanie to nie jest symetrią metryki.

Drugi warunek konieczny determinizmu dla danej teorii *T*, zapisany bardziej formalnie, będzie miał postać:

2° Dla dowolnych dwóch modeli $M = \langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n\rangle$ oraz $M' = \langle M', O'_1, O'_2, \ldots, O'_n\rangle$ teorii *T* i dla dowolnego dyfeomorfizmu Ψ (aktywnego) Ψ: $(M-H) \to \Psi(M-H) \subset M'$, jeżeli $\Psi^* O_j|_{\Psi(M-H)} = O'_j|_{\Psi(M-H)}$ zachodzi dla wszystkich j, to istnieje taki dyfeomorfizm (aktywny) Ψ' : $M \to M'$ taki, że $\Psi' {}^*O_j = O'_j$ zachodzi dla wszystkich j na całej rozmaitości M'.[32]

[31] Earman w zarzucie (iii) mówił o dwóch modelach nie izometrycznych z tą samą rozmaitością *M*. Ponieważ jednak jest tutaj mowa o odwzorowaniach aktywnych, dla esencjalisty argument ten, poprawnie sformułowany, powinien mówić o dwóch modelach z różnymi rozmaitościami M_1 i M_2. W wypadku zastosowania tych samych rozmaitości *M*, należałoby dyskutowany warunek determinizmu teorii sformułować w języku transformacji biernych. Miałby on wtedy następującą postać: jeżeli teoria *T* jest deterministyczna, to dla dowolnych dwóch modeli $\langle M, O_1, O_2, \ldots, O_n\rangle$ oraz $\langle M, O'_1, O'_2, \ldots, O'_n\rangle$ tej teorii, jeśli istnieje transformacja ϕ (interpretowana biernie), przekształcająca jeden z tych modeli w drugi w obszarze *M–H*, to istnieje transformacja ϕ' (interpretowana biernie), przekształcająca jeden z tych modeli w drugi na całej rozmaitości *M*.

[32] Podobnego warunku używa do definiowania determinizmu Butterfield ((1987), s. 29; (1989), s. 9), jednakże dla niego jest to jedyny warunek, jaki muszą spełniać teorie deterministyczne, a przy tym wiąże on go z negacją transświatowej identyfikacji obiektów.

To, co jest istotne w powyższym warunku to to, że nie zakłada się tutaj identyczności odwzorowań Ψ' oraz Ψ ani na całej rozmaitości M, ani nawet w obszarze M–H. Wynika stąd, że żaden dyfeomorfizm (aktywny) d, przy pomocy którego przekształcamy rozwiązania teorii ogólnie współzmienniczych, nie będzie prowadził do złamania powyższego warunku ani w wypadku OTW, ani w wypadku STW, ani w wypadku żadnej z teorii działających w omawianych wcześniej czasoprzestrzeniach (np. teorii Newtona). Aby spełnić powyższy warunek, wystarczy bowiem przyjąć w roli transformacji Ψ' ten właśnie dyfeomorfizm d.

Esencjalista metryczny będzie uznawał za deterministyczną teorię, która spełnia obydwa powyższe warunki, tj. będzie przyjmował następującą definicję determinizmu:

DETES Teoria T jest deterministyczna zawsze i tylko wtedy, gdy spełnia (wymienione wcześniej) warunki: 1°, 2°.

Z analizy, którą przeprowadziłem powyżej wynika, że deterministyczne w sensie powyższej definicji będą teorie takie, jak OTW, STW i elektrodynamika, natomiast indeterministyczna będzie teoria Newtona (bez wyróżnionego układu odniesienia). Dysponujący taką definicją esencjalista metryczny będzie mógł się uporać, jak starałem się pokazać, z większością zarzutów Earmana. Pozostaje jeden — drugi z nich (ii) — który esencjalista metryczny, jak się zdaje, musi uznać za słuszny. Rzeczywiście przyjęty przez fizyków relatywistów sposób mówienia („Jeśli pewna dodatkowa masa byłaby przeniesiona w pobliże jakiegoś punktu, wówczas krzywizna w tym właśnie punkcie byłaby inna" (Earman (1989), s. 201)) wydaje się niezgodny z esencjalizmem metrycznym. Sądzę jednak, że niezgodność w tym wypadku jest mniejsza niż wówczas, gdy przypisuje się OTW indeterminizm przy jej substancjalistycznej interpretacji, tak jak to robią Earman i Norton, i że jest to cena, jaką warto zapłacić za możność takiej właśnie jej interpretacji.

Rozważany powyżej esencjalizm metryczny nie jest jedyną możliwą formą esencjalizmu.[33] Z różnych możliwych alternatywnych wersji esencjalizmu dwie wydają mi się szczególnie interesujące. W pierwszej, którą można by nazwać „esencjalizmem absolutystycznym", rolę własności esencjalnych czasoprzestrzeni spełniałyby (oprócz

---

[33] Maudlin (1989) w przypisie 26 (s. 546) rozważa również inną wersję esencjalizmu, w której rolę własności esencjalnej czasoprzestrzeni spełniałaby nie metryka, lecz koneksja afiniczna. Maudlin zauważa, że tego typu esencjalizm również unikałby indeterministycznych konsekwencji argumentu dziury, gdyż odwzorowania, które są symetriami koneksji afinicznej i które są identycznością na zewnątrz dziury, będą identycznością również wewnątrz niej. Esencjalista afiniczny mógłby korzystać z podobnej definicji determinizmu, jaką zaproponowałem dla esencjalizmu metrycznego (DETES), z tą jedną różnicą, iż dopuszczalnymi dyfeomorfizmami byłyby nie izometrie, a dyfeomorfizmy spełniające warunek $d^*\Gamma = \Gamma'$. Taką definicję determinizmu spełniałyby teorie działające w czasoprzestrzeni zawierającej strukturę afiniczną (OTW, STW, elektrodynamika i teoria newtonowska) a nie spełniałyby jej teorie działające w czasoprzestrzeni o strukturze uboższej niż czasoprzestrzeń Galileusza.

własności topologicznych i różniczkowych) tylko obiekty absolutne A_i danej czasoprzestrzeni. W takim wypadku jedynymi dopuszczalnymi autodyfeomorfizmami (aktywnymi) rozmaitości M na siebie byłyby tylko takie odwzorowania, które nie zmieniają obiektów absolutnych, a więc są ich symetriami. Definicja determinizmu miałaby wtedy podobną postać, jak definicja, która została zaproponowana dla esencjalisty metrycznego, z tą jedną różnicą, iż dopuszczalnymi dyfeomorfizmami byłyby nie izometrie, a dyfeomorfizmy spełniające warunek $d^*A_i = A'_i$ dla wszystkich i, czyli odwzorowania, które Earman nazywa „odwzorowaniami absolutnymi". Proponowana definicja determinizmu miałaby postać:

DETES2 Teoria T jest deterministyczna zawsze i tylko wtedy, gdy spełnia dwa warunki: warunek 2° (jak wyżej) oraz 1°, zgodnie z którym dla dowolnych dwóch modeli $\mathcal{M} = \langle M, A_1, A_2, \ldots, P_1, P_2, \ldots \rangle$ oraz $\mathcal{M}' = \langle M', A'_1, A'_2, \ldots, P'_1, P'_2, \ldots \rangle$ teorii T i dla dowolnego odwzorowania absolutnego d (aktywnego) d: $M \rightarrow M'$, jeżeli $d^* P_j |_{d(M-H)} = P'_j |_{d(M-H)}$ zachodzi dla wszystkich j, to $d^* P_j = P'_j$ zachodzi dla wszystkich j na całej rozmaitości M'.

Warunek (1°) z powyższej definicji podobny jest do definicji determinizmu (MINDET) wprowadzonej przez Earmana dla tej wersji substancjalizmu, w której jedynymi własnościami esencjalnymi były własności topologiczne i różniczkowe. Chciałbym jednak zwrócić uwagę na zasadniczą różnicę w funkcjach, jakie spełniają obie porównywane definicje. Definicja (DETES2) jest definicją determinizmu «pełnego», jedyną — jak sądzę — jaką może wprowadzić esencjalista absolutystyczny. Ograniczenie do odwzorowań absolutnych, jakie się w niej pojawia, *nie jest arbitralne* i podyktowane chęcią uratowania jakiejś ograniczonej wersji determinizmu; jest ono konsekwencją esencjalności obiektów absolutnych. Tymczasem definicja (MINDET) wyraża ograniczoną wersję determinizmu dla substancjalisty uznającego esencjalność wyłącznie własności topologicznych i różniczkowych, a ograniczenie do odwzorowań absolutnych, jakie się w niej pojawia, jest zupełnie arbitralne.

Podobnie, jak to miało miejsce w wypadku definicji (MINDET) definicja (DETES2) będzie spełniona przez STW, elektrodynamikę oraz teorie działające w czasoprzestrzeniach klasycznych Galileusza (tzn. przez teorię Newtona), Newtona oraz Arystotelesa, a nie będzie spełniona przez teorie działające w czasoprzestrzeniach o strukturze uboższej niż czasoprzestrzeń Galileusza oraz przez OTW, w tym ostatnim wypadku ze względu na brak elementów absolutnych.

Ostatnią — i chyba najciekawszą — wersją esencjalizmu, którą chciałbym rozważyć, jest esencjalizm, który zalicza do zbioru własności esencjalnych wszystkie rozważane dotąd własności: topologiczne, różniczkowe, metryczne (niezależnie od tego, czy są absolutne, czy też nie) oraz (obiekty) absolutne. Ta wersja esencjalizmu łączyłaby w sobie zalety obu poprzednich wersji. Definicja determinizmu miałaby w tym wypadku postać:

DETES3 Teoria T jest deterministyczna zawsze i tylko wtedy, gdy spełnia dwa warunki: warunek 2° (jak wyżej) oraz 1°, zgodnie z którym dla dowolnych dwóch modeli $M = \langle M, A_1, A_2, \ldots, P_1, P_2, \ldots\rangle$ oraz $M' = \langle M', A'_1, A'_2, \ldots, P'_1, P'_2, \ldots\rangle$ teorii T i dla dowolnego odwzorowania d (aktywnego) d: $M \rightarrow M'$, które jest odwzorowaniem absolutnym i izometrią, jeżeli $d^*P_j|_{d(M-H)} = P'_j|_{d(M-H)}$ zachodzi dla wszystkich j, to $d^*P_j = P'_j$ zachodzi dla wszystkich j na całej rozmaitości M'.

Zgodnie z tą definicją deterministyczne byłyby te teorie, które standardowo uważa za deterministyczne, tzn. OTW, STW, elektrodynamika oraz różne wersje teorii Newtona (bez wyróżnionego i z wyróżnionym układem odniesienia) oraz dodatkowo teorie (potencjalne), które mogłyby działać w czasoprzestrzeni Arystotelesa. Nie byłyby natomiast deterministyczne (potencjalne) teorie działające w czasoprzestrzeniach o strukturze uboższej od czasoprzestrzeni Galileusza.

4. WNIOSKI

W pracy poddałem krytycznej analizie sformułowany przez Einsteina i rozwinięty przez Earmana i Nortona argument dziury. Celem tej analizy była ocena założeń przyjętych w tej argumentacji i możliwości uniknięcia jej indeterminstycznych konsekwencji. Jak starłem się pokazać, za ideterministyczne konsekwencje tej argumentacji odpowiedzialna jest szczególna postać substancjalizmu, założona przez Earmana i Nortona, w której przyjmuje się, iż esencjalnymi własnościami czasoprzestrzeni są własności topologiczne i różniczkowe, a nie są takimi własnościami pozostałe własności, m.in. metryczne. Wynika stąd, że można uniknąć indeterminstycznych konsekwencji argumentu dziury albo odrzucając w całości substancjalizm albo też tę jego szczególną postać, którą założyli obaj autorzy.

Starałem się też pokazać, że żadna z proponowanych nie-substancjalistycznych interpretacji, w tym również ta, którą rozwija sam Earman, nie wydaje się możliwa do przyjęcia, przynajmniej w tej postaci, w jakiej zostały przedstawione. Tak samo trudne do zaakceptowania wydają się w przedstawionej postaci substancjalizm strukturalistyczny i substancjalizm negujący transświatową identyfikację punktów. W tej sytuacji pozostaje nam, jak można sądzić, wybór pomiędzy którąś z wersji esencjalizmu i instrumentalizmem, czyli rezygnacją z uprawiania ontologii. Ponieważ uważam instrumentalizm za jałowy poznawczo, wybieram pierwszą opcję.

Analizując stanowisko esencjalizmu porównywałem różne wersje substancjalizmu, z których każda jest w jakimś stopniu «esencjalna» przez to, że zalicza jakieś własności czasoprzestrzeni do zbioru własności esencjalnych: własności topologiczne i różniczkowe (Earman i Norton), własności topologiczne, różniczkowe oraz metryczne (Maudlin), własności topologiczne, różniczkowe oraz (obiekty) absolutne (wersja absolutystyczna esencjalizmu) i wreszcie wszystkie własności wymienione poprzednio. Żaden z rozważanych przeze mnie argumentów za lub przeciwko którejś z tych wersji substancjalizmu nie wydaje się rozstrzygający. Pozostaje nam w tej sytuacji tylko, jak się zdaje, ocena tych różnych wersji substancjalizmu według tego, jak przydatne są one do zrozumienia teorii fizycznych — ich funkcjonowania, spójności wewnętrznej i zdolności wyjaśniającej. Wybór tej wersji substancjalizmu, którą proponują Earman i Norton, automatycznie pociąga za sobą indeterminizm każdej z lokalnych teorii czasoprzestrzeni — klasy zawierającej nasze najlepsze teorie czasoprzestrzeni — niezależnie od postaci równań takich teorii. Co więcej, prowadzi ona do niezgodności w ocenach determinizmu teorii Newtona w klasycznej i ogólnie współzmiennizczej wersji. Są to rezultaty paradoksalne i niezgodne z oceną tych teorii, dokonywaną przez ich użytkowników, fizyków.

Zdecydowanie mniej kontrowersji wydają się budzić *stricte* esencjalistyczne wersje substancjalizmu, z poszerzoną (poza własności topologiczne i różniczkowe) klasą własności esesncjalnych. Spośród tych różnych wersji esencjalizmu, z kolei, najbardziej obiecująca wydaje się jego ostatnia wersja, z najobszerniejszą klasą własności esencjalnych. Pozwala ona na przypisywanie struktury inercjalnej czasoprzestrzeni bez indeterministycznych konsekwencji dla teorii takich, jak OTW, STW, czy teoria Newtona, oraz pozwala na zrozumienie, dlaczego np. w wypadku ogólnie współzmienniczej wersji teorii Newtona musimy ograniczać się do porównywania tylko takich modeli, które mają identyczne obiekty absolutne, czyli — innymi słowy — dlaczego musimy się ograniczać do dyfeomorfizmów, które są symetriami tych obiektów. Pozwala ona w ten sposób na substancjalistyczną interpretację naszych podstawowych teorii fizycznych, nie pociągając za sobą ich indeterminizmu, tzn. dając taką ocenę ich determinizmu, która zgodna jest z intuicjami fizyków zajmujących się tymi teoriami. Jej zaletą jest również to, że nie prowadzi ona, tak jak ma to miejsce w przypadku substancjalizmu proponowanego przez Earmana i Nortona, do niezgodności w ocenach determinizmu teorii Newtona w klasycznej i ogólnie współzmienniczej wersji.

W pracy starałem się wykazać, że główne zarzuty Earmana przeciwko esencjalizmowi można uchylić, jeżeli weźmie się pod uwagę to, że esencjalność własności metrycznych i/lub (obiektów) absolutnych nakłada ograniczenia na możliwość aktywnej interpretacji ogólnej współzmienniczości; te tylko odwzorowania rozmaitości różniczkowej na siebie można interpretować aktywnie, które są symetriami metryki i/lub obiektów absolutnych. Jednakże wszystkie wersje esencjalizmu, które przyjmują esencjalność własności metrycznych, obciążone są pewna wadą, którą zauważył Earman i o której już wspominałem; przyjęty przez fizyków relatywistów sposób mówienia niezgodny jest z każdą taką postacią esencjalizmu. Wydaje się jednak, że niezgodność w tym wypadku jest mniejsza niż wówczas, gdy przypisuje się teoriom takim, jak OTW, STW, elektrodynamika czy teoria newtonowska indeterminizm przy ich substancjalistycznej interpretacji, i że jest to cena, jaką warto zapłacić za możność interpretowania ich w taki właśnie sposób.

LITERATURA

Augustynek, Z. (1994): „Z ontologii czasoprzestrzeni", *Filozofia Nauki*, 6, s. 5—13.

Butterfield, J. (1987): „Substantivalism and Determinism", *International Studies in the Philosophy of Science*, Vol. 2, No. 1, s. 10—32.

Butterfield, J. (1989): „The Hole Truth", *British Journal for the Philosophy of Science*, 40, s. 1—28.

Demaret, J., Heller, M., Lambert, D. (1997): „Local and Global Properties of the World", *Foundations of Science*, 2, s. 137—176.

Earman, J. (1986a): „Why Space Is Not a Substance (at Least Not to First Degree)", *Pacific Philosophical Qaurterly*, 67, s. 225—244.

Earman, J. (1986b): *A Primer on Determinism*, Dordrecht, D. Reidel.

Earman, J. (1989): *World Enough and Space-Time*, Cambridge, MA, MIT Press.

Earman, J., Norton, J. (1987): „What Price Space-Time Substantivalism? The Hole Story", *British Journal for the Philosophy of Science*, 38, s. 515—525.

Einstein, A. (1933): *The Origins of the General Theory of Relativity*, Glasgow, The University Press.

Einstein, A. (1961): *Relativity. The Special and General Theory*, New York, Crown Publishers.

Friedman, M. (1983): *Foundation of Space-Time Theories*, Princeton, Princeton University Press.

Geroch, R. (1972): „Einstein Algebras", *Communication in Mathematical Physics*, 26, s. 271—279.

Gołosz, J. (1997): „O pewnym argumencie na rzecz substancjalizmu", *Filozofia Nauki*, 3, s. 15—27.

Hawking, S.W., Ellis, G.F.R. (1973): *The Large Scale Structure of Space-Time*, Cambridge, Cambridge University Press.

Heller, M. (1991): *Osobliwy Wszechświat*, Warszawa, PWN.

Heller, M. (1996): „Filozofia fizyki przed nowym millenium", *Filozofia Nauki*, 2, s. 7—15.

Kopczyński, W., Trautman, A. (1981): *Czasoprzestrzeń i grawitacja*, Warszawa, PWN.

Kripke, S. (1980): *Naming and Necessity*, Oxford, Basil Blackwell.

Lewis, D. (1986): *On the Plurality of the Worlds*, Oxford, Basil Blackwell.

Maudlin, T. (1990): „Substances and Space-Time: What Aristotle Would Have Said to Einstein", *Studies in History and Philosophy of Science*, 21, s. 531—561.

Stachel, J. (1986): „What a Physicist Can Learn from the Discovery of General Relativity", *Proceedings of the Fourth Marcel Grossman Meeting on Recent Development in General Relativity*, ed. R. Ruffini, Amsterdam, North Holland.

Wald, R. M. (1984): *General Relativity*, Chicago, University of Chicago Press.